

UNIVERSIDADE FEDERAL DO PARÁ  
CURSO DE PÓS-GRADUAÇÃO EM CIÊNCIAS GEOFÍSICAS E GEOLÓGICAS

DESENVOLVIMENTO DE UM MAGNETOMETRO A PRECESSÃO NUCLEAR

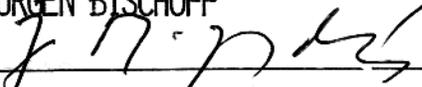
Tese Apresentada por  
JOSÉ GERALDO DAS VIRGENS ALVES  
como requisito parcial à obtenção do grau em  
MESTRE EM CIÊNCIAS

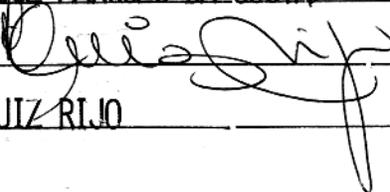
Na área de  
GEOFÍSICA

Conferido pelo Programa de Pós-Graduação em  
Ciências Geofísicas e Geológicas da  
Universidade Federal do Pará

Aprovado: 22.12.83

  
\_\_\_\_\_  
JURGEN BISCHOFF (ORIENTADOR)

  
\_\_\_\_\_  
JOSE MARQUES DA COSTA

  
\_\_\_\_\_  
LUIZ RIJO

Comitê de Tese

T.222 ALVES, José Geraldo das Virgens  
A 472

Desenvolvimento de um magne  
tômetro a precessão nuclear. Be  
lém, UFPa/NCGG, 1984.

102 p.

Tese apresentada ao Núcleo  
de Ciências Geofísicas e Geoló  
gicas da Universidade Federal do  
Pará, para obter o grau de Mes  
tre em Ciências na área de Geo  
física.

1. Geofísica - 2. Instrumenta  
ção Geofísica - 3. Instrumenta  
ção Magnética - 4. Prospecção  
Magnética

I. Universidade Dederal do Pa  
rã/Núcleo de Ciências Geofísi  
cas e Geológicas. II. Título

A minha esposa Sonia  
e aos meus filhos Fernando e Luciana

## AGRADECIMENTOS

O autor deseja expressar agradecimentos

Ao Dr. Jürgen Bischoff pela orientação desta tese.

Ao Dr. Luis Rijo pelo incentivo e pelas críticas e sugestões oferecidas.

Ao Dr. José Marques da Costa (INPE) pelas correções e modificações sugeridas.

Ao Dr. Om Prakash Verma, sempre conselheiro no decorrer do desenvolvimento deste trabalho.

Ao Dr. Raimundo Netuno Nobre Villas, atual coordenador do Núcleo de Ciências Geofísicas e Geológicas da UFFa, e ao Dr. José Seixas Lourenço, ex-coordenador, pelo apoio e infraestrutura oferecidos ao desenvolvimento do magnetômetro.

A Financiadora de Estudos e Projetos (FINEP) pelo financiamento deste trabalho, através do projeto Desenvolvimento de Instrumentação Geofísica.

Ao Observatório Nacional, na pessoa do físico Paulo Buarque de Macedo Guimarães, pelo fornecimento de dados magnéticos de Tatuoca, usados para comparação.

A professora de língua portuguesa Sônia Célia de Oliveira Alves, pela dedicada correção e revisão do texto.

Aos técnicos do laboratório de Eletrônica do NCGG, Afonso Quaresma de Lima, Alberto de Melo e Antonio Candido Neto, pela montagem dos circuitos e gabinete do equipamento.

Aos técnicos Ubiracy Quintella e Walter Barra Júnior pela colaboração durante os testes de campo.

E a todos os que direta ou indiretamente contribuíram para a realização deste trabalho.

## SUMÁRIO

DEDICATÓRIA	
AGRADECIMENTOS	
LISTA DE ILUSTRAÇÕES	
SIMBOLOGIA USADA NO TEXTO	
RESUMO .....	1
ABSTRACT .....	3
1 INTRODUÇÃO .....	5
1.1 Magnetismo Terrestre .....	5
1.2 Instrumentação Magnética .....	8
2 TEORIA DO FUNCIONAMENTO DOS MAGNETÔMETROS A PRE <u>CESSÃO</u> NUCLEAR .....	18
2.1 Introdução .....	18
2.2 Um Núcleo Livre no Campo Magnético .....	19
2.3 Um Conjunto de Núcleo no Campo Magnético .....	21
2.4 Processos de Relaxação .....	23
2.5 As Equações do Movimento .....	26
2.6 Experiências de Precessão Livre .....	28
2.7 Solução das Equações de Bloch .....	29
2.8 Detecção do Sinal de Precessão .....	30
3 PROJETO DO INSTRUMENTO .....	32
3.1 Considerações Práticas para o Desenvolvi <u>men</u> to de um Magnetômetro à Precessão Nuclear .....	32
3.1.1 Frequência do Sinal de Precessão .....	32
3.1.2 Amplitude do Sinal de Precessão .....	32
3.1.3 Características do Sensor .....	33
3.1.4 Decaimento do Sinal .....	34
3.1.5 Escolha do Líquido para o Sensor .....	35
3.1.6 Modo de Ruptura do Campo de Polarização .....	36
3.1.7 Fontes de Ruído .....	37
3.1.8 Contagem da Fr <u>q</u> uência de Precessão .....	38
3.1.8.1 Método de Leitura Recíproca .....	39
3.1.8.2 Método de Leitura Direta .....	40

3.2	O Sensor .....	44
3.3	O Amplificador .....	47
3.3.1	O Pré-Amplificador .....	49
3.3.2	O Amplificador Posterior .....	52
3.4	O Quadrador .....	53
3.5	Multiplicação da Frequência de Processão .....	53
3.6	Modo Contagem e Base de Tempo .....	56
3.7	O Programador .....	61
3.8	Fonte de Alimentação .....	66
4	TESTES DE VERIFICAÇÃO DO DESEMPENHO .....	71
4.1	Testes das Etapas de Amplificação .....	71
4.2	Previsão da Amplitude do Sinal .....	71
4.2.1	Amplitude Inicial .....	72
4.2.2	Avaliação do Decaimento do Sinal .....	72
4.3	Testes de Campo I .....	74
4.4	Testes de Campo II .....	82
5	CONCLUSÃO .....	91
6	REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS .....	98
7	ANEXOS .....	97
	1 Dia 08.08.83	
	2 Dia 10.08.83	
	3 Dia 19.08.83	
	4 Dia 03.10.83	
	5 Dia 04.10.83	
	6 Recibo de magnetogramas	

## LISTA DE ILUSTRAÇÕES

FIGURAS		Pag.
01	Fotografias do protótipo do magnetômetro .....	
02	Sistema de coordenadas geomagnéticas ...	6
03	Orientação do momento angular s do Núcleo no campo magnético, para $I-1/2$ e $I-3/2$ .....	20
04	Esquema simplificado de um magnetômetro à precessão nuclear .....	30
05	Detalhe de um ciclo de precessão livre .	36
06	Indução e geração de ruído no circuito de entrada .....	38
07	Diagrama simplificado de um PLL .....	41
08	Diagrama de blocos para um sistema de sintetização ou multiplicação de frequências .....	42
09	(a) Diagrama de blocos para um magnetômetro com leitura recíproca .....	42
	(b) Diagrama de blocos para um magnetômetro com leitura direta .....	43
10	Circuito equivalente da bobina .....	45
11	Detalhe do sensor .....	46
12	Circuitos de excitação e testes da sintonia .....	47
13	Circuito de sintonia .....	48
14	Circuito básico do pré-amplificador ....	49
15	Características de ruído do transistor de entrada do pré-amplificador .....	50
16	Circuito completo do pré-amplificador ..	52

17	O amplificador posterior .....	52
18	O circuito do quadrador .....	53
19	Características de operação de um OCV ..	54
20	Circuito de multiplicação da frequência de precessão .....	55
21	Geração de base de tempo e controle da contagem .....	57
22	Diagrama de operação da base de tempo ..	59
23	Circuito dos contadores decimais, decodifi- cadores e mostradores .....	60
24	Circuito do programador .....	64
25	Funcionamento do programador .....	65
26	Fonte de alimentação .....	67
27	Esquema para determinação do ganho do am- plificador.....	69
28	Resposta em frequência do amplificador..	70
29	Amplitude do sinal de precessão em rela- ção ao tempo de polarização .....	73
30	Resultados obtidos com a água .....	78
31	Resultados obtidos com o propanol .....	79
32	Resultados obtidos com o querosene .....	80
33	Comparação dos sinais obtidos para a água, propanol e querosene, para um tem- po de polarização de 2,3 s .....	81
34	Variação diurna do campo total no Teso dos Bichos e em Tatuoca - teste de compa- ração (08.08.83) .....	86
35	Variação diurna do campo total no Teso dos Bichos e em Tatuoca - teste de compa	

	ração (10.08.83) .....	87
36	Varição diurna do campo total no Teso dos Bichos e em Tatuoca - teste de compa ração (19.08.83) .....	88
37	Varição diurna do campo total no Teso dos Bichos e em Tatuoca - teste de compa ração (03.10.83) .....	89
38	Varição diurna do campo total no Teso dos Bichos e em Tatuoca - teste de compa ração (04.10.83) .....	90

## TABELAS

01	Classificação de magnetômetros .....	9
02	Comparação entre magnetômetros .....	11
03	Constantes de conversão .....	16
04	Constantes de relação .....	26
05	Transformação da impedância da fonte ...	51
06	Ganho de amplificação .....	76
07	Determinação $T'_2$ (água) .....	76
08	Determinação $T'_2$ (propanol) .....	76
09	Determinação $T'_2$ (querosene) .....	76
10	Valores de $T'_2$ calculados e obtidos.....	77
11	Monitoração do campo magnético em Belém	83

## SIMBOLOGIA USADA NO TEXTO

- A - Área
- $A_v$  - Ganho em voltagem
- B - Indução magnética
- C - Capacitância
- D - Declinação magnética
- d - Densidade
- E - Energia
- e - Voltagem (em baixo nível)
- f - Frequência
- $\vec{H}$  - Vetor campo magnético
- $\vec{H}_T$  - Vetor campo geomagnético total
- h - Constante de Planck
- I - Inclinação magnética (cap.1); número quântico: (cap.2); corrente. (cap.3)
- $I_c$  - Corrente de coletor
- $I_p$  - Corrente de polarização
- $\hat{i}, \hat{j}, \hat{k}$  - Vetores unitários nas direções x,y,z do triedro positivo
- k - Constante de Boltzmann
- L - Indutância
- $\ell$  - Comprimento do enrolamento da bobina
- $\vec{M}$  - Vetor magnetização por unidade de volume
- m - Número quântico da direção
- N - Número de espiras na bobina
- $N(m), N_x, N_y, N_z$  - Concentração de momentos nucleares
- Q - Fator de qualidade
- R,r - Resistência
- $\vec{S}$  - Vetor momento angular por unidade de volume
- $\vec{s}$  - Vetor momento angular nuclear
- T - Temperatura absoluta
- $T_1$  - Constante de tempo da relaxação longitudinal
- $T_2$  - Constante de tempo da relaxação transversal
- t - Tempo
- U - Potencial
- V - Voltagem, volt (cap.3 e4); Volume (cap.3)
- W - Frequência angular
- x,y,z - Eixos do sistema triaxial
- Z - Impedância

- $\alpha$  - Ângulo (geometria)
- $\psi$  - Ângulo de fase
- $\phi$  - Diâmetro
- $\epsilon$  - Voltagem (cap.3)
- $\vec{\mu}$  - Vetor momento magnético nuclear
- $\theta$  - Ângulo de orientação do sensor
- $\chi$  - Suscetibilidade magnética
- $\zeta$  - Fator de enchimento
- $\gamma$  - Razão giromagnética

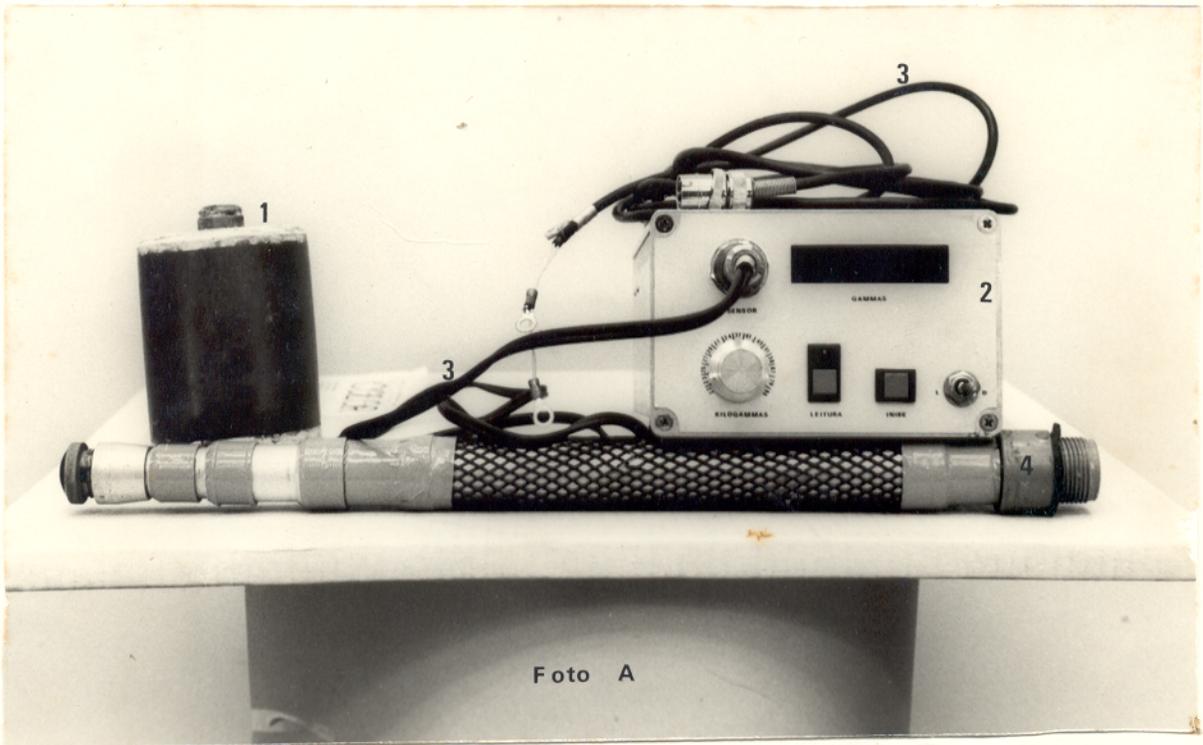


Foto A

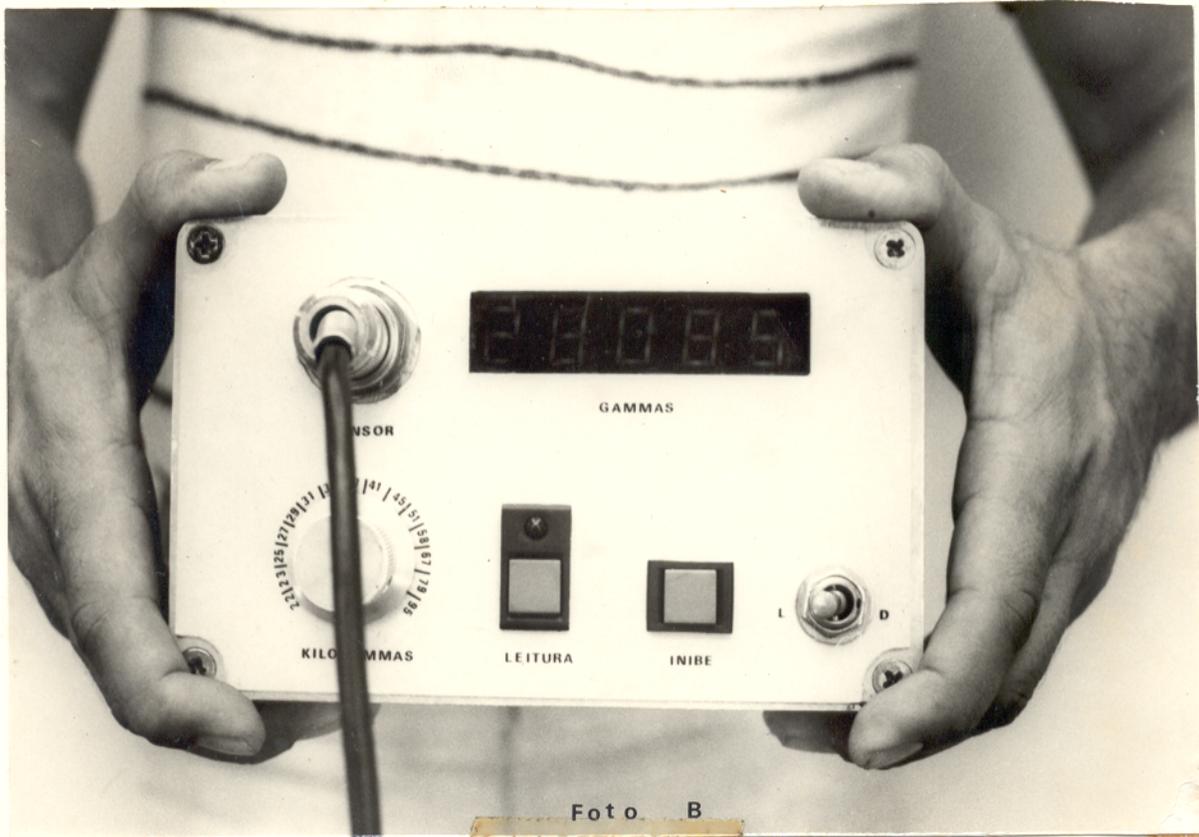


Foto B

Fig. 1 - Fotografias do protótipo do magnetômetro. Foto A: (1) sensor, (2) instrumento de medida, (3) cabo, (4) haste. Foto B: detalhes do instrumento.

## RESUMO

O objetivo desta tese foi desenvolver um magnetômetro à precessão nuclear para prospecção geofísica e estações-base magnéticas.

O magnetômetro à precessão nuclear mede a intensidade total do campo magnético. Seu funcionamento é baseado na ressonância magnética nuclear. A medida de campo é feita pela determinação da frequência de precessão de núcleos de hidrogênio - prótons-de líquidos não viscosos no campo magnético terrestre.

O magnetômetro é constituído de duas partes: o sensor e o instrumento de medida. O sensor é uma bobina solenoidal, cujo núcleo é preenchido com o líquido. Três líquidos diferentes foram testados; água, propanol e um querosene sintético. Optou-se pelo uso do querosene porque oferece maior amplitude no sinal de precessão, dando, conseqüentemente, maior relação sinal/ruído.

O sistema de medida contém os circuitos de sintonia e amplificação do sinal e, os circuitos lógicos para a programação da operação e contagem da frequência de precessão.

Cada ciclo de medida tem duração de 3 segundos, sendo 2,3s para a polarização e 0,7s para a recepção do sinal. São possíveis dois modos de operação: manual, reciclando automaticamente e por controle remoto.

O sinal de precessão é amplificado seletivamente em uma das 14 faixas de sintonia, que cobrem medidas entre 22000 e 95000 gammas. A frequência de precessão é multiplicada por um fator de 64 e contada durante um tempo igual a 0,36699s, determinado com base na razão giromagnética do próton. O número de pulsos contados é numericamente igual ao valor do campo magnético em gammas.

A resposta pode ser lida em mostradores digitais ou na saída BCD paralela quando operando por controle remoto. A precisão da medida é de 1 gamma.

O instrumento foi testado no campo para avaliar a relação sinal/ruído, gradiente suportável e consumo de potência. Nos testes de aplicação do protótipo, foram obtidos dados de variação diurna e realizaram-se levantamentos magnético de reconhecimento e detalhe em um sítio arqueológico na Ilha de Marajó,

Pará.

As respostas dos testes foram comparados com dois magnetômetros comerciais- o GP-70, McPhar e o G-816, Geometrics e, ainda, com dados do Observatório Magnético de Ta - tuoca-Pa. Em todos os casos, a comparação dos dados mostrou bom desempenho do magnetômetro em teste.

## ABSTRACT

The objective of this thesis was to develop a proton precession magnetometer for geophysical prospecting and base stations.

The proton precession magnetometer measures the total magnetic field intensity. It operates on the basis of nuclear magnetic resonance by determining the precession frequency of protons of a non viscous liquid in the terrestrial magnetic field.

The magnetometer consists of two parts: the sensor and the measuring instrument. The sensor is a solenoidal coil with the liquid as the core. Three different liquids were tested: water, n-propanol and a laboratory grade kerosene. The last one was selected because it offers more high precession signal amplitude and, consequently higher signal/noise ratio.

The measuring system contains the tuning and amplifier circuits and the logical circuits for programming the measuring cycle and count on the precession frequency.

Each cycle has a duration of 3 seconds; 2.3 seconds for the polarization and 0.7 seconds for the reception of the signal. The operation can be carried out manually, automatically or by remote control.

the precession signal is amplified selectively in one of 14 different syntonized band-passes for measurements between 22000 and 95000 gammas. The precession frequency is multiplied by 64 and counted for a time of 0.36699 seconds, selected in consideration to the gyromagnetic ratio of the proton. The number of counted pulses is numerically equal to the value of the magnetic field in gammas. The reading is displayed digitally. For remote operation a BCD output is available. The precision of the measurements is 1 gamma.

The instrument was tested in field to evaluate signal/noise ratio, supportable gradient and battery consumption. Application tests were carried out to take diurnal variation data and, reconnaissance and detail surveys data on an archaeological site in the Marajó Island-Pa.

The test results were confronted with two commercial magnetometers-GP-70, McPhar e G-816, Geometrics- and, with

data from Observatório Magnetico Ilha de Tatuoca as well. For all cases, the data comparison showed a good performance of the magnetometer tested.

## 1 INTRODUÇÃO

### 1.1 Magnetismo Terrestre

Uma das propriedades planetares da Terra é sua geração de um campo magnético. Esse campo origina-se em fontes internas e externas do planeta. Na superfície terrestre, o campo é uma combinação de três contribuições: um campo principal gerado internamente, um campo externo gerado pelo movimento de partículas carregadas bem acima da superfície e, o campo resultante de concentrações locais de materiais magnéticos nas rochas de crosta (Grant e West, 1965; Skillman, 1974; Telford et al 1976).

A fonte interna é responsável pela quase totalidade do campo geomagnético e, em primeira aproximação, é descrita como o campo de um grande dipolo com seu eixo de magnetização ligeiramente inclinado em relação ao eixo de rotação de terra (cerca de  $11^\circ$ ), tendo seus polos norte e sul localizados, aproximadamente, a  $75^\circ\text{N}$ ,  $101\text{W}$  e  $65^\circ\text{S}$ ,  $143^\circ\text{E}$  (Telford et al, 1976). O momento magnético do dipolo corresponde a um valor de  $8 \times 10^{25}$  u.e.m (Grant e West, 1965). A máxima intensidade do campo é de 0,65 Oersted nos polos e seu mínimo valor é cerca 0,30 Oersted no equador magnético.

A distribuição e intensidade do campo principal apresenta uma mudança sistemática de modo lento, mas apreciável em uma escala de vários anos. Essa mudança - variação secular - acredita-se estar ligada ao comportamento do núcleo. Dois fenômenos importantes da variação secular são: (1) a "deriva a Oeste" - o padrão apresentado pelas cartas isomagnéticas move-se para oeste; e (2) a diminuição ao longo do tempo do momento magnético avaliado para a Terra.

Quanto à geração do campo principal, uma atual teoria, proposta por Elsasser (1958) e Bullard (1971), explica que a fonte interna é formada por processos eletrodinâmicos no núcleo terrestre, onde correntes elétricas são geradas e mantidas por um mecanismo semelhante a um dínamo auto-excitado. Esta teoria está montada em três razões básicas: primeiro, evidências sísmicas indicam que o material do núcleo se comporta como um fluido; segundo, admite-se que o núcleo é constituído de uma combinação de níquel e ferro; e, por fim, o núcleo deve conter elementos radioativos que gerem calor em quantidades suficien-

tes para produzir a convecção térmica. Desta forma, no núcleo, um fluido altamente condutivo está submetido a um complexo movimento mecânico e, enquanto isso correntes elétricas, possivelmente causadas por variações químicas ou térmicas, fluem através dele. A combinação do movimento e das correntes cria o campo magnético (Takeuchi et al., 1974).

O potencial geomagnético,  $U$ , pode ser escrito em coordenadas esféricas como

$$U = R_T \sum_{n=1}^{\infty} \left(\frac{r}{R_T}\right)^{n+1} \sum_{m=0}^n P_n^m(\theta) \left[ g_n^m \cos(m\lambda) + h_n^m \sin(m\lambda) \right],$$

onde  $R_T$  é o raio da Terra,  $r$  é a distância do ponto de medida,  $P_n^m$  são as funções de Legendre associadas e normalizadas,  $g_n^m$  e  $h_n^m$  são os coeficientes de Gauss (os quais são alterados com o tempo, por causa da variação secular),  $\theta$  é a colatitude e  $\lambda$  é a longitude (Redmond, 1974). O vetor campo total  $\vec{H}_T$  em um ponto é o gradiente desse potencial escalar.

Para medidas dentro da magnetosfera, onde o campo interno é dominante, faz-se uso do Sistema de Coordenadas Geomagnéticas, o qual inclui as componentes locais: horizontal ( $H$ ), vertical ( $Z$ ) e, indica a declinação ( $D$ ) e a inclinação ( $I$ ). O sistema é mostrado na fig. 2.  $H$ ,  $Z$ ,  $D$  e  $I$  são denominados elementos do campo geomagnético  $H_T$  e, no sistema, estão ligados por relações trigonométricas simples. Pode-se, ainda, expressar o campo em termos de componente horizontal norte ( $Y$ ) e componente horizontal leste ( $X$ ), como indicado na referida figura.

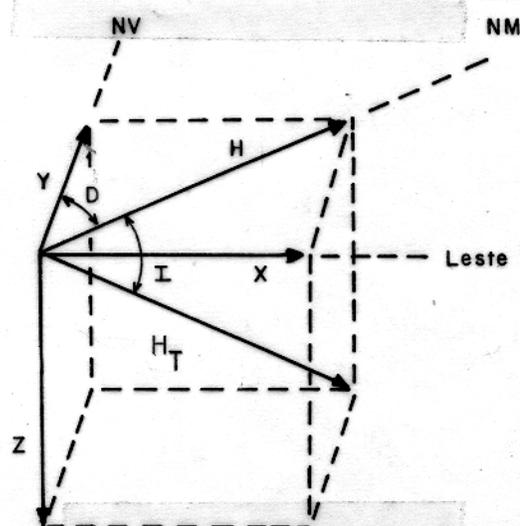


Fig. 2 - Sistema de Coordenadas geomagnéticas.

O campo principal parece suave quando medido numa escala de centenas de quilômetros. Porém, ocorrem muitas anomalias magnéticas, indicando o comportamento geológico a baixa e média profundidade. Ocasionalmente, essas anomalias têm intensidade comparáveis ao campo principal, mas não persistem por grandes distâncias. A fonte dessas anomalias é o magnetismo das rochas, que por sua vez, é devido, essencialmente, ao mais comum mineral magnético - a magnetita - ou a seus minerais relacionados: ulvospinel, titanomagnetita, magnemita, etc. Além desses, outros minerais tais como pirrotita e ilmenita também contribuem com alto magnetismo residual.

A magnetização das rochas pode ser induzida, remanente ou ambas. A magnetização induzida, refere-se à ação do campo no material, no qual, o campo ambiente é intensificado pela suscetibilidade magnética do material.

As prospecções magnéticas são efetuadas sobre a superfície terrestre com o objetivo de: (1) detectar corpos minerais ferríferos; (2) mapear a estrutura de embasamento (rochas ígneas sob as camadas sedimentares) para localizar e definir a extensão de bacias sedimentares, no caso da exploração de petróleo e; (3) determinar zonas de contato na ajuda ao reconhecimento geológico. Isto é possível por causa das anomalias magnéticas causadas pelo contraste de suscetibilidade em diferentes tipos de rochas.

Nas prospecções magnéticas, normalmente são feitas medidas das variações na intensidade total  $H_T$  do campo magnético terrestre ou em alguns de suas componentes (Fig. 2). Devido à fraca intensidade do campo, o Dersted é uma unidade grande para ser usada na prospecção magnética. As variações de interesse são, freqüentemente, menores que um milésimo desta quantidade. Por isso, a unidade conveniente para o trabalho geofísico é o gamma, sendo  $1 \text{ gamma} = 10^{-5} \text{ Dersted}$ .

As fontes externas são ligadas às correntes ionosféricas, à dinâmica dos plasmas na magnetosfera e às distorções no campo magnetosférico devidas ao vento solar. A contribuição dessas fontes para o campo total é de cerca de um por cento. Seus efeitos são, entretanto, importantes variações cíclicas e/ou aleatórias sobre o campo principal. Alguns desses efeitos são:

- (1) Variação diurna (solar) - Pode atingir de 30 a 100 gammas com com o período de 24 horas. Depende da latitude e estação do ano.
- (2) Variação diurna (lunar) - Tem amplitude muito baixa, cerca de 2 gammas, período de 25 horas e varia ciclicamente durante o mês.
- (3) Micropulsações - Completamente aleatórias, podem ocorrer a qualquer hora do dia ou da noite com duração que varia desde frações de segundos até dezenas de minutos. Suas intensidades são da ordem de centésimos de gamma a algumas gammas ou até dezenas de gammas nas mais altas latitudes magnéticas (Jacobs, 1970).
- (4) Ciclo de onze anos - Relacionado com as manchas solares.
- (5) Tempestades magnéticas - São distúrbios completamente aleatórios, também relacionados com as manchas solares. Podem atingir amplitudes de muitas centenas de gammas e ocorrer por um ou vários dias. Geralmente, mas não sempre, começam de forma repentina, o que é causado por um aumento ou decréscimo da pressão do vento solar na superfície limítrofe de magnetosfera com o espaço interplanetar. São as causadoras das auroras boreal e astral; perturbam as comunicações e a prospecção magnética.

## 1.2 Instrumentação Magnética

Numerosos magnetômetros têm sido desenvolvidos para satisfazer requerimentos específicos. Esses instrumentos podem ser classificados de vários modos. As mais comuns considerações de classificação de magnetômetros são resumidas na tabela 1. Uma divisão é feita entre mecânicos e eletrônicos. Os instrumentos mecânicos são baseados no equilíbrio de forças externas sobre um ímã contra uma força de restauração. Os eletrônicos são baseados em uma variedade de princípios. Entre os eletrônicos, uma outra divisão apresenta magnetômetros como dispositivos analógicos e digitais. Os analógicos têm uma resposta de corrente, tensão ou potência que é proporcional ao campo medido, enquanto que os digitais oferecem uma resposta relacionada com frequência.

Ainda, uma outra divisão é feita entre magnetômetros que medem uma, duas ou três componentes do campo e aqueles que medem a intensidade total do campo.

Quanto ao tempo de execução de uma medida, os mag

netômetros são ditos contínuos, quando a leitura pode ser tomada continuamente e, discretos quando medem o campo em intervalos específicos de tempo.

Dependendo do princípio do sensor usado, a medida pode ser relativa ou absoluta, vetorial ou escalar. Outro tipo de instrumento magnético é o gradiômetro. Neste, dois sensores, fixamente espaçados, são usados para medir o campo em dois pontos e o instrumento determina o valor do gradiente.

Tabela 1 - Classificação de magnetômetros

Processo de medida		Eletrônico
Mecânica		
Tipo de medida		
Componente(s)	-	Campo total
Relativo	-	Absoluto
Vetorial	-	Escalar
Analógico	-	Digital
Gradiente	-	Campo pontual
Discreto	-	Contínuo, Variômetro
Campo Calmo	-	Rápidas flutuações
Local das medidas		Terra, mar, ar, espaço

Assim como outros instrumentos de medida, os magnetômetros podem ser selecionados para o trabalho de acordo com certas características peculiares. Isto é levado em consideração no projeto do equipamento (ou similar). Citam-se, por exemplo, as seguintes: precisão, alcance, sensibilidade, resolução, calibração ou ajuste, manutenção, temperatura de trabalho, resposta em frequência, velocidade de leitura, gradiente suportável, potência, peso, volume, complexidade de projeto, orientação e transporte do sensor e método de gravação.

Normalmente, a precisão necessária nas medidas de anomalias magnéticas com suficiente detalhe para a prospecção geofísica é cerca de uma parte em  $10^4$  do campo geomagnético. Exemplificando, em um campo de 20.000 gammas, a precisão seria de 2 gammas.

Medidas com sensibilidade entre 1 a  $10^{-2}$  gamma po

dem ser obtidas a partir de técnicas desenvolvidas na Física dos últimos quarenta anos. Por outro lado, a eletrônica dos semicondutores possibilita a elaboração de magnetômetros terrestres compactos (verdadeiramente portáteis) e de baixo consumo de potência. Além disso, a velocidade na obtenção de cada medida por esses processos modernos tornou possível a prospecção aeromagnética.

Historicamente, as balanças magnéticas foram o instrumento padrão do método magnético de prospecção até meados dos anos quarenta. A partir de então, foram progressivamente substituídos pelo magnetômetro de núcleo saturável - "Fluxgate" - desenvolvido a partir de uma modificação dos detectores de submarino usados na 2<sup>a</sup>, Guerra Mundial. Depois, foi introduzido o magnetômetro à precessão nuclear (Packard e Varian, 1954). Outros mais recentes são os magnetômetros de vapor alcalino (Bell e Bloom, 1959) e o magnetômetro à supercondutividade (SQUID- Hood, 1979). "O êxito no desenvolvimento desses magnetômetros de alta resolução produziu um renascimento no método de prospecção magnética" (Hood, 1969). A tabela 2 mostra uma comparação entre vários magnetômetros e a seguir são dadas mais informações sobre os magnetômetros mais usados na prospecção magnética.

Magnetômetro de núcleo saturável - Neste, o elemento sensor consiste de um transformador cujo núcleo tem alta permeabilidade magnética. Ao enrolamento primário do transformador é aplicada uma corrente alternada, com frequência entre 400 a 1000Hz, o que satura o núcleo a cada meio ciclo, ao passar pelo seu valor de pico. No enrolamento secundário é detectada uma voltagem dada pela variação do fluxo no núcleo ( $\frac{dB}{dt}$ ). Por causa do campo magnético ambiente, a voltagem no secundário toma uma forma assimétrica, a qual contém harmônicas pares e ímpares da frequência de excitação. As harmônicas pares têm informação sobre o campo ambiente, sendo a 2<sup>a</sup> a mais forte (Whitham, 1960). Após a filtragem da 2<sup>a</sup> harmônica, a medida da intensidade do campo magnético pode ser tomada: a 2<sup>a</sup> harmônica está a  $\pm 90^\circ$  com o primário e o sinal dá a direção do campo; sua amplitude é linearmente dependente da intensidade do campo ambiente na direção do eixo do núcleo.

Diferentes sensores foram desenvolvidos. Citam-se aqui os seguintes:

TABELA 2 - Comparação entre magnetômetros

Magnetômetro (confeccção)	Princípio	Medida	Sensibilidade ( $\gamma$ )	Precisão ( $\gamma$ )	Tempo (segundo)	Alcance (gamma)	Resposta
Balança mecânica (mecânica)	Ação do campo sobre um ímã, equilibrado por força de gravidade ou de compensação.	Componente Relativo	2	20 - 5	100	1500	Escalas (processo ótico).
Torção (mecânica)	Ação do campo sobre um ímã provoca uma torção numa fibra, a qual sustenta o ímã.	Componente Relativo	2	5	60	60000	Escalas (processo ótico)
Núcleo Saturável (Flux-gate) (eletrônico)	Saturação de núcleos de alta permeabilidade.	Componente campo total Relativo Absoluto	20 - 1 20 - 0,5 20 - 1	até 1 1 dep. de orient.	contínuo	Em escalas de $10^5 - 10^2$ $3 \times 10^4$ $3 \times 10^2$	Analogico Digital Gravação
Precessão Nuclear (eletrônico)	Precessão livre do momento magnético de hidrogênio. Precessão forçada - Overhauser.	campo total Gradiente	1 - 0,01	2-0,05	Discreto 6 - ,02 Contínuo	20000 100000	Digital Gravação

Cont....

TABELA - 2 - Continuação

Bombeamento Óptico (quântico) (eletrônico)	Efeito Zeeman no átomo livre. Usa vapor de metal alcalino ou gás hélio.	Campo total Relativo Absoluto	Até 0,005	0,01 0,05	Limite humano até 1/12	0,005 a campos altos	Gravação Digital
Supercondutividade "Squid" (eletrônico)	Bobinas de material resfriado agindo como supercondutor	1 a 3 Componentes Relativo	Até $10^{-8}$ em.u. (medida de momento)	$10^{-4}$ campo	contínuo	Campos muito fracos em faixas no espectro	Gravação
Bobina (eletrônico)	Bobinas com núcleos de alta permeabilidade	1 - 3 Componentes Relativo	$10^{-4}$ campo		contínuo	"	Gravação

(1) Um único núcleo (barra) com ambos os enrolamentos (Wicroff, 1948).

(2) Duas barras paralelas com o primário enrolado nelas em série -oposição e o secundário sobre ambos (Serson, Mack e Whitham, 1957).

(3) Um núcleo toroidal com o enrolamento primário envolvido por um outro núcleo em anel que contém o secundário (Geiger, 1962).

Para os três tipos citados a excitação é paralela ao campo a medir e a voltagem do secundário está relacionada com  $dB/dt$  da curva normal de B-H de materiais magnéticos.

(4) Ainda, outros sensores usam a excitação ortogonal ao campo a medir (Skilmam, 1974).

Nestes, a detecção está relacionada com as mudanças na relação  $B/(H_T - H_s)$ . Sendo  $H_s$  o campo de saturação dos núcleos e  $H_T$ ; campo terrestre a medir.

Vários magnetômetros de núcleo saturável com um ou mais sensores foram elaborados para:

1) levantamento terrestre - componente vertical, gradiente vertical e três componentes. Nesses, a orientação do sensor é feita em um tripé com nível.

2) levantamento aéreo - campo total, componente vertical, gradiente vertical e três componentes.

Nesses, o sistema de orientação do sensor é muito complicado; bobinas de compensação junto ao sensor são usadas para controlar o servo-mecanismo orientador.

Entre os magnetômetros de núcleo saturável já desenvolvidos para prospecção e observação das variações do campo geomagnético com o tempo e usados largamente durante as décadas de 50, 60 e ainda nos anos 70, nota-se que muitos aperfeiçoamentos foram aplicados à geometria do sensor, sistema de orientação e detecção da 2a. harmônica. Esses melhoramentos fizeram com que a precisão desses magnetômetros aumentasse desde o baixo valor de 50 gammas até 0,5 gammas, nos mais recentes (Hood, 1969; 1977, 1978).

Magnetômetro de precessão nuclear - O princípio de funcionamento deste tipo de magnetômetro é detalhado no cap. 2 deste trabalho. Apresenta-se aqui, um resumo sobre os tipos e avanços na técnica de medida do campo magnético terrestre através da precessão de

prótons.

Há, basicamente, dois princípios de operação de acordo com a maneira de excitação dos núcleos de hidrogênios no sensor e, dois modos de contagem da frequência de precessão:

Tipos de excitação - Precessão livre do próton do hidrogênio (vide cap2)

- Precessão forçada do próton do hidrogênio - Overhauser.

Modos de contagem da frequência de precessão dos prótons (vide seção 3.1.8)

- Direta com multiplicação

- recíproca

No tipo Overhauser o líquido no sensor do magnetômetro contém uma substância paramétrica, a qual possui uma propriedade tal que a energia do momento angular (spin), de seus elétrons é transferida, por acoplamento, para o momento angular dos prótons do solvente. Esse mecanismo é denominado efeito Overhauser (Overhauser, 1953).

O modo de excitação e detecção da frequência de precessão dos prótons é o seguinte:

Através de um campo magnético alternado em alta frequência é mantida a energia do momento angular dos elétrons. Assim, os prótons do solvente ficam precessionando continuamente na frequência de Larmor, a qual é governada pelo campo magnético ambiente. A frequência de precessão dos prótons é detetada por uma bobina enrolada em torno do recipiente que contém o líquido.

Esse processo dá tanto a possibilidade de se medir a intensidade total do campo magnético continuamente, como po de garantir precisão de até 0,1 gamma.

Magnetômetros de precessão forçada foram desenvolvidos tanto para prospecção terrestre (Hood, 1969, 1983), medindo campo total e gradiente vertical e horizontal, como para aero levantamentos (Thomas, 1965; Hood, 1969), medindo o campo total.

Os magnetômetros de precessão de prótons, principalmente os de precessão livre, tiveram uma rápida e crescente a ceitação por parte dos pesquisadores, fabricantes e usuários. E, a partir da última metade dos anos 60 houve, praticamente, uma substituição dos magnetômetros "fluxgate" pelos de prótons na prospecção magnética. Isto se deveu, principalmente, ao fato dos magnetômetros de prótons não apresentarem problemas críticos de

orientação com o campo a medir e à sua melhor resolução, garantindo (mesmo naqueles desenvolvidos nos anos 60) a precisão necessária à prospecção magnética desde 2 até 0,5 gamma.

Devido ao largo uso desses magnetômetros, foram elaboradas unidades de estação-base, incorporando um magnetômetro de prótons, reciclando automaticamente em tempos programáveis e, gravando a variação diurna em registradores analógicos ou digitais e/ou fita magnética (Hood, 1977, 1982).

Aperfeiçoamento do sensor, aplicação de técnicas de filtragem automática digital na sintonia e o uso de microprocessadores controlando a operação tornaram os magnetômetros de precessão nuclear ainda mais sensíveis. Em pesquisas mais recentes, onde a aplicação do magnetômetro exigiu muito alta sensibilidade, tem-se alcançado precisão de até 0,01 gamma.

Pode-se ter uma clara visão desse desenvolvimento nos artigos publicados por Hood (1977-83), anualmente, no Canadian Mining Journal.

Um magnetômetro de prótons foi usado, também em pesquisas espaciais no modo vetorial (Shafiro, et al. 1960)

Magnetômetros de vapor alcalino - Esses magnetômetros fazem uso da técnica de bombeamento ótico (Bell e Bloom, 1957) em um vapor de metal alcalino, entre eles; Rb-85, Rb-87 e Cs-133 (Giret e Malnar, 1965; Parsons e Wiatr, 1962; Skilman e Bander, 1958; Unterberg, 1960; Usher et al 1964).

No sensor, o processo de bombeamento ótico é conseguido passando-se luz circularmente polarizada de uma lâmpada de um metal alcalino através de uma célula de absorção, a qual contém vapor daquele mesmo metal.

Absorvendo fótons da luz, os átomos da célula passam de seu estado fundamental para o primeiro estado excitado. Nessa transição ocorre uma mudança no número quântico da direção,  $m$ , de  $+1$  ou  $-1$  dependendo do sentido da polarização da luz com relação ao eixo ótico (feixe luminoso). A frequência envolvida nessa transição ótica é da ordem de  $10^{15}$  Hz.

Do estado excitado os átomos decaem imediatamente, com igual probabilidade para os vários níveis Zeeman do estado fundamental. Na queda, as transições são  $\Delta m = +1, 0, -1$ , dependendo, outra vez, do sentido da luz polarizada. Por isso, o nível Zeeman mais alto (ou o mais baixo) não pode ser excitado. Mas, os

átomos que decaíram para os outros níveis Zeeman podem ser, novamente, excitados pelos fatores, para logo decaírem nas mesmas condições de probabilidade..

O processo é repetido até que todos os átomos, ou a maioria deles, tenham decaído para o nível Zeeman não excitável. Nessa condição, diz-se que os átomos estão no estado bombeado. Ali, todos os átomos têm seu eixo do spin alinhados e, sem absorção de fótons, um máximo de luz é transmitida através da célula. A luz transmitida é recebida por um dispositivo fotosensível (foto-célula, foto-transistor, etc) que indica o grau do bombeamento (alinhamento dos spins) dentro da célula (Dehmelt, 1957).

Os elétrons também podem ser excitados por fótons de onda eletromagnética em rádio-freqüência. Mas a excitação faz, apenas, os elétrons desviarem seus eixos de spin dentro de uma mesma órbita, com  $\Delta m = +1$ . Por isso, aplica-se à célula de absorção um fraco campo magnético alternado em rádio-freqüência. Isto, então, destrói o estado bombeado dos átomos da célula, a qual diminui de brilho. O brilho mínimo é atingido quando a freqüência do campo aplicado é igual à freqüência das transições magnéticas no estado fundamental. Esta freqüência é a própria freqüência de precessão de Larmor dos elétrons.

É esta perturbação no estado bombeado que dá a possibilidade da medida do campo magnético ambiente, através da determinação da diferença de energia entre os subníveis. Do dispositivo foto-sensor a freqüência de Larmor pode ser retirada para a medida do campo. As freqüências de Larmor, em hertz, dos metais alcalinos mencionados são dadas na tabela 3 (Skilman, 1974).

Tabela 3 - Constantes de Conversão

---

Freqüência (Hz) = constante x campo magnético (gammas)
$f(\text{Rb-85}) = 4,667470(35).H$
$f(\text{Rb-87}) = 6,995746(52).H$
$f(\text{Cs-133}) = 3,498577(26).H$

---

De um modo geral, o arranjo do sensor consiste da lâmpada, da célula de absorção, lentes, filtro de interferência, solarizador circular e o dispositivo foto-sensor seguido de um amplificador.

Várias configurações para o sistema ótico e campo em rádio-freqüência foram elaboradas; em umas usasse apenas uma célula e, em outras há duas células iluminadas pela mesma lâmpada. Com uma célula, a rádio-freqüência é aplicada por (1) um oscilador de RF com modulação em baixa freqüência e, (2) um laço fechado tendo a célula, o foto-sensor, o amplificador e um inversor de fase, cuja saída é, de volta, aplicada à célula. Há portanto neste último, uma auto-oscilação. No arranjo de duas células, elas são alinhadas num mesmo eixo ótico e colocadas simetricamente em relação à lâmpada. O sinal do amplificador de uma célula é lançado à outra e vice-versa. Tudo, portanto, funciona como um só oscilador-novamente há auto-oscilação. A resposta, com a freqüência de Larmor é tirada de um dos amplificadores.

Medidas de campo magnético total terrestre, de gradientes vertical ou horizontal e suas flutuações podem ser feitas com esse tipo de magnetômetro devido à auto-oscilação, à alta freqüência posta em jugo e à natureza das constantes físicas envolvidas. Além disso, a sensibilidade desses magnetômetros não depende do campo magnético a medir, porque a amplitude do sinal independe da freqüência e, precisão entre 0,1 a 0,005 gama pode ser obtida.

Além da utilização em observatórios geomagnéticos (Unterberg, 1960) levantamentos terrestres de grande e pequena escala (Hood, 1969, 1978, 1979; Usher et al, 1964) com o magnetômetro em questão, obtém-se alto desempenho em prospecção aérea (Giret e Malnar, 1965; Herbert e Langan, 1965; Hood, 1969, 1979, 1981, 1982, 1983; Langan, 1966; Ness, 1970; Slack et al, 1967). O uso aerotransportado parece ter sido o principal objetivo, uma vez que a maioria das pesquisas de desenvolvimento desses magnetômetros estão nessa área.

Também foram desenvolvidos magnetômetros de bombeamento ótico usando valor de hélio, para uso no modo vetorial, preferencialmente, no espaço (Colegrave e Franken, 1960; Franken e Colegrave, 1958; Keiser, et al, 1961; Ness, 1970).

## 2 TEORIA DO FUNCIONAMENTO DOS MAGNETÔMETROS À PRECESSÃO NUCLEAR

### 2.1 Introdução

A intensidade total do campo magnético terrestre pode ser medida através da determinação da frequência de precessão livre dos momentos magnéticos nucleares de líquidos não-viscosos, sujeitos a esse campo (Packard e Varian, 1954).

A precessão livre é um efeito paramagnético e está ligada à ressonância magnética nuclear - RMN - uma propriedade dos núcleos largamente utilizada na medida de fortes campos magnéticos e na investigação de estruturas químicas. Porém, como a palavra livre indica, nenhuma ressonância é envolvida.

Nas medidas de ressonância magnética nuclear, dois campos magnéticos ortogonais entre si, são aplicados sobre a amostra de núcleos. Um dos campos é alternado em radiofrequência e o outro é estático e forte. O campo alternado força uma precessão da polarização dos núcleos e a ressonância acontece quando a frequência desse campo é igual à frequência de precessão dos núcleos no campo estático (Bloch, 1946).

Na precessão livre há, primeiro, uma magnetização da amostra, forte e ortogonal ( $\vec{M}_p$ ) em relação a um campo estático fraco ( $\vec{H}_f$ ) - o próprio campo magnético ambiente, por exemplo. Retirado o campo magnetizante de forma não-adiabática o vetor magnetização vai precessionar em torno da direção do campo fraco, decrescendo em amplitude, buscando o equilíbrio e com uma frequência diretamente proporcional à intensidade desse campo ( $\omega_0 \propto |\vec{H}_f|$ ,  $\omega_0$  é a frequência de Larmor).

A precessão livre foi predita por F. Bloch (1946) a partir de experimentos de ressonância magnética nuclear realizados com amostras de sólidos e fluidos. O campo estático usado era da ordem de  $10^4$  gauss e, desse modo, não era detectado o efeito correspondente ao campo magnético terrestre que é, em média, 0,5 gauss.

O método de medida do campo magnético total terrestre, pela determinação da frequência de precessão nuclear livre nesse campo foi, por primeiro, apresentado por Packard e Varian (1954).

O termo técnico em uso corrente, Magnetômetro

de Prótons, para os magnetômetros à precessão nuclear não é conseqüência somente de uma redução de palavras mas, decorre do fato de que é exatamente o próton, o portador do paramagnetismo do sistema de núcleos. Na água pura, por exemplo, o momento magnético do átomo de oxigênio (que é paramagnético quando livre) desaparece com a ligação química, ficando os núcleos de hidrogênio com momento magnético não nulo e dado pelo próton ali presente. Nos líquidos orgânicos puros, o momento magnético resultante também é dado pelos núcleos de hidrogênio, uma vez que o carbono tem momento magnético nuclear nulo. Portanto, o termo técnico é conseqüência do uso condicional de líquidos ricos em prótons (núcleos de hidrogênio) nos sensores desses magnetômetros. Água, álcoois e querosene são exemplos que satisfazem essa condição.

## 2.2 Um Núcleo Livre no Campo Magnético

Sabe-se da física nuclear (Alonso e Finn, 1968) que vários núcleos têm um resultante momento angular ou historicamente "spin" nuclear. Em conseqüência, há um momento magnético, porque a rotação da carga nuclear é equivalente ao caso clássico do momento magnético gerado por uma corrente em uma espira circular. Também, cada tipo de núcleo tem seu número quântico de spin.

A intensidade do vetor spin  $\vec{s}$  do núcleo é dada em função do seu número quântico I

$$|\vec{s}| = \hbar \sqrt{I(I+1)} \quad (1)$$

com I = 1/2, 1, 3/2, 2, 5/2, .....

$\hbar = h/2\pi$ , onde h é a constante de Planck

O momento magnético é dado por

$$\vec{\mu} = \gamma \vec{s} \quad (2)$$

onde  $\gamma$  é a razão giromagnética do núcleo.

Considere-se, agora, um único núcleo num campo magnético uniforme  $\vec{H}$  e um sistema de coordenadas cartesianas, cujo eixo z tenha a mesma direção do campo, como indica a fig. 3 e, seja  $H_z = |\vec{H}|$ .

Através da mecânica quântica, o spin do núcleo

só pode ter determinadas orientações possíveis com um campo magnético. Essas orientações são definidas e têm  $2I+1$  possibilidades para um núcleo de número quântico  $I$ . Por isso, a projeção do vetor spin  $\vec{s}$  na direção do campo  $\vec{H}$  terá  $2I+1$  valores possíveis  $m\hbar$ , sendo  $m$  o número quântico da direção ( $m = -I, -I+1, \dots, I-1, I$ ).

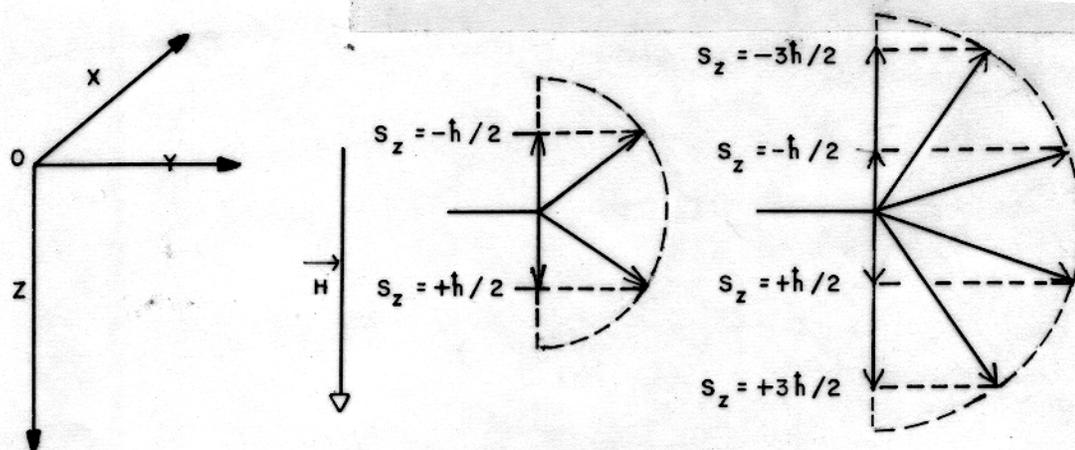


Fig. 3 - Orientação do momento angular  $\vec{s}$  do núcleo no campo magnético, para  $I = 1/2$  e  $I = 3/2$ .

Uma vez que  $\vec{s}$  tem orientação definida no campo magnético, então  $\vec{\mu}$  segue essa regra.

Analogamente à distribuição de energia nas órbitas dos elétrons no átomo, há também, no núcleo, níveis de energia definidos. As  $2I+1$  possibilidades de orientação com o campo magnético dão  $2I+1$  níveis energéticos para o núcleo de número quântico  $I$ .

Se na ausência de campo magnético, a energia do núcleo é  $E_n$ , então, com o campo, cada um dos níveis tem uma energia  $E_m$  dada por

$$E_m = E_n + \gamma m\hbar H_z, \quad H_z = |\vec{H}| \quad (3)$$

A diferença de energia entre dois níveis adjacentes é:

$$\Delta E = \gamma\hbar H_z \quad (4)$$

Pela mecânica quântica sabe-se que a absorção ou emissão só pode acontecer entre dois níveis adjacentes. Assim, usando a relação de Einstein

$$\Delta E = hf = \gamma \hbar H_z \quad (5)$$

e

$$W_0 = \gamma H_z \quad (6)$$

onde  $W_0$  é a frequência da radiação eletromagnética produzida pelo quantum de energia.

A equação (6) é idêntica àquela obtida pela mecânica clássica para a precessão de dipolos magnéticos em um campo magnético uniforme.

A proporcionalidade entre a frequência de precessão do núcleo e a intensidade do campo magnético dá uma possibilidade da medida de  $H_z$  pela determinação da frequência  $f_0$  ( $=W_0/2\pi$ ), desde que  $\gamma$  seja conhecida. Tratando-se do núcleo de hidrogênio, tem-se:  $I = 1/2$  e a razão giromagnética do próton,  $\gamma_p$ , é conhecida com grande precisão (Driscoll e Bender, 1958; Vigourex, 1963)

$$\gamma_p = (2,67513 \pm 0,00002) \cdot 10^4 \text{ (Oersted, segundo)}^{-1}$$

### 2.3 Um Conjunto de Núcleos no Campo Magnético

Seja, agora, um conjunto de núcleos com densidade de  $d/\text{cm}^3$  e número quântico  $I$  ( $= 1/2$ ) no campo magnético (fig.3).

Para cada nível de energia  $E_m$  há um número  $N(m)$  de núcleos proporcional à  $\exp(-E_m/KT)$ , de acordo com a estatística de Boltzmann. Daí,

$$N(m) = A \exp(-E_m/KT) \quad (7)$$

onde  $k$  é a constante de Boltzmann e  $T$  é a temperatura absoluta.

O número de núcleos no nível  $m$  em uma unidade de volume pode ser escrita como

$$\sum_{-I}^I N(m) = d \quad (8)$$

e a constante de proporcionalidade em (7) é

$$A = d / \sum_{-I}^I \exp(-E_m/KT) \quad (9)$$

A partir da equação (7) pode-se calcular a magnetização dos núcleos na direção de  $\vec{H}$ .

$$M_z = |\vec{M}_z| = \gamma_p \hbar \sum_{-I}^I N(m) \cdot m \quad (10)$$

Combinando a equação (10) com as equações (8) e (9), chega-se a

$$M_z = \gamma_p \hbar d \frac{\sum_{-I}^I \left| \exp(-E_m/kT) \cdot m \right|}{\sum_{-I}^I \left| \exp(-E_m/kT) \right|} \quad (11)$$

Uma vez que a relação  $\gamma \hbar/kT$  é sempre muito pequena, (da ordem de  $10^{-9}$ ), pode-se tomar apenas a parte linear do somatório. Esta condição é sempre satisfeita, exceto para campos extraordinariamente fortes ou temperaturas excessivamente baixas. Assim, com

$$\sum_{-I}^I m^2 = (1/3) \cdot I(I+1)(2I+1), \quad (12)$$

a solução da equação (11) é:

$$M_z = \frac{\gamma_p^2 \hbar^2 d}{3kT} I(I+1) H_z = \chi H_z \quad (13)$$

onde  $\chi$  é a suscetibilidade magnética do núcleo, que de outra forma, pode ser escrita como

$$\chi = \left[ \frac{I+1}{3I} \right] \cdot (\mu_p^2/kT)$$

onde  $\mu_p$  é o momento magnético do próton.

Chamando de  $N_+$  e  $N_-$  as concentrações nos níveis  $m=+1/2$  e  $m=-1/2$ , respectivamente, a relação entre elas dá (Poole e Farach, 1971).

$$N_+/N_- = \exp(\gamma_p \hbar H_z/kT) \approx 1 + \gamma_p \hbar H_z/kT \quad (14)$$

O excesso relativo de  $N_+$  é

$$[(N_+ - N_-) / N_-] = \gamma_p \hbar H_z / kT \quad (15)$$

Devido a esse excesso, o conjunto de núcleos a apresenta um atividade paramagnética da ordem de  $10^{-10}$ .

Tomando como exemplo do conjunto de núcleos, um  $\text{cm}^3$  de água, o valor de  $\chi$  será calculado por:

$$d = 6,692 \times 10^{22} \text{ protons/cm}^3$$

$$I = 1/2,$$

$$\gamma_p = 2,67513 \times 10^4 \text{ (Oe.s)}^{-1},$$

$$\hbar = h/2\pi = 1,0545 \times 10^{-27} \text{ erg.s},$$

$$k = 1,38054 \times 10^{-16} \text{ erg/}^\circ\text{K},$$

$$T = 291 \text{ }^\circ\text{K e pela equação (13). Então,}$$

$$\chi = 3,314 \times 10^{-10} \text{ uem (CGS)}$$

Observa-se que, se o campo  $\vec{H}$  é o campo magnético terrestre (0,3 - 0,7 Oe), com esse valor de suscetibilidade, a magnetização estática produzida é tão fraca que não pode ser medida diretamente.

Conhecendo-se o comportamento do núcleo livre e do conjunto de núcleos, interessa saber, agora, a atividade magnética do sistema, quanto ao acoplamento magnético e eletroestático com outros núcleos próximos e as moléculas da vizinhança, quando o conjunto de núcleos faz parte de uma substância real.

#### 2.4 Processos de Relaxação

Sob a ação do campo magnético aplicado  $\vec{H}$ , há uma tendência de alinhamento com  $\vec{H}$ , vencendo a agitação térmica e gerando no equilíbrio o excesso  $\gamma_p \hbar H_z / kT$ . A magnetização de equilíbrio,  $M_0$ , é atingida através de um processo de relaxação longitudinal (com relação a  $\vec{H}$ ) de forma exponencial, com uma constante de tempo,  $T_1$ , característica do material e dependente da temperatura.  $T_1$  é denominada "tempo de relaxação longitudinal". A taxa de variação da magnetização para seu valor de equilíbrio pode ser escrita como

$$\frac{dM_z}{dt} = \frac{M_0 - M_z}{T_1} \quad (16)$$

com  $M_0 = \chi H_z$ .

Há, também, um processo de relaxação transversal, de modo que se houver magnetização transversal a  $\vec{H}$ , ela tende a desaparecer de maneira exponencial. Se  $M_t$  é a magnetização transversal, é dada por  $\vec{M}_x$  e  $\vec{M}_y$  e seus valores iniciais são  $M_{x0}$  e  $M_{y0}$ , o processo será escrito como:

$$M_x = M_{x0} \cdot \exp(-t/T_2) \quad \text{e} \quad (17)$$

$$M_y = M_{y0} \cdot \exp(-t/T_2) \quad (17a)$$

A constante de tempo  $T_2$  é denominada "tempo de relaxação transversal" e pode ser interpretada como segue: Se um núcleo for retirado do conjunto de núcleos, haverá um campo magnético de perturbação  $\vec{H}_*$  no espaço deixado por aquele núcleo e produzido pelos campos dos vizinhos. Desta forma, cada núcleo da vizinhança vai precessionar com uma frequência angular,  $\omega_R$ , ligeiramente diferente da frequência  $\omega_0$  de precessão no campo  $\vec{H}$  ( $\omega_0 = \gamma_p H_z$  - frequência de Larmor), uma vez que o campo resultante ali é

$$\vec{H}_R = \vec{H} + \vec{H}_* \quad \text{e} \quad \omega_R = \gamma_p |\vec{H}_R|$$

Admitindo-se que num dado instante ( $t=0$ ) todos os momentos magnéticos têm a mesma direção dando uma magnetização inicial  $M_x=0$  e  $M_y = M_0$ , por causa dos diversos campos locais de perturbação, haverá diferentes frequências de precessão. Isto, por sua vez, causará uma incoerência de fase entre os momentos magnéticos e, a consequência é uma diminuição da magnetização inicial. O tempo para que essa magnetização (dada pelos momentos magnéticos ainda perpendiculares a  $\vec{H}$ ) seja reduzida de seu valor inicial para  $M_y = M_0/e$  é escrita como  $t=T_2^*$  e, pela literatura de ressonância magnética nuclear, é dita constante de memória de fase.

Como ocorre de fato, nas substâncias há uma di fusão no valor do campo em regiões nucleares causadas por contri buições assimétricas de campos magnéticos das vizinhanças. O campo de perturbação,  $\vec{H}_*$ , é uma característica intrínseca do com portamento magnético e eletrostático do agrupamento molecular da substância. Se a precessão é perturbada apenas por  $\vec{H}_*$ , a constan te de tempo da relaxação transversal  $T_2$  da amostra é a própria  $T_2^*$ . E, reforçando a consideração de que  $\vec{H}$  é homogêneo, o campo de perturbação  $\vec{H}_*$  em líquidos não-viscosos é muito fraco (Bloch, 1946) e, por isso, a linha espectral para frequência de ressonân cia  $\omega_0$  em  $\vec{H}$  é bem estreita, de forma que

$$|\omega_R - \omega_0| \ll \omega_0, \quad (18)$$

o que garante o método de medida de  $H_2$  pela determinação de  $f = \omega_0/2\pi$ .

O tempo  $T_2$  diminui ainda por mais um efeito, no ambiente nuclear: Dois núcleos na frequência  $\omega_0$  podem trocar seus momentos magnéticos ( $m = +1/2 \rightleftharpoons m = -1/2$ ); ambos trocam de ener gia, mas perdem fase. Nisso, há um decréscimo em  $T_2$  dependente de  $T_1$ . Então, a constante de tempo da relaxação transversal  $T_2$  resulta da soma dos efeitos causados por  $\vec{H}_*$  e pelas trocas de momentos. A constante de relaxação  $T_2$  é dada por: (Heinrich, 1969; Poole e Farach, 1971).

$$\frac{1}{T_2} = \frac{1}{T_2^*} + \frac{1}{2T_1}, \quad (19)$$

$T_2^*$  e  $T_1$  têm o mesmo comportamento com a temperatura (Heinrich, 1969) e, para líquidos não-viscosos,  $T_2^* \approx T_1$ . Então, pela equação (19)

$$T_2 \approx (2/3) \cdot T_1, \quad (20)$$

o que concorda com os exemplos dados na tabela 3.

Fora a assimetria magnética nuclear, a magneti zação transversal pode cair mais rapidamente se íons paramagnéticos forem adicionados à amostra (Waters e Phillips, 1956; Aitken, 1961). O oxigênio naturalmente dissolvido na amostra, por

exemplo, já é suficiente para fazer com que  $T_2$  seja um valor menor que o intrínseco  $T_2^*$ . Os autores mencionados, citam experimentos realizados com sais paramagnéticos em diferentes concentrações na água. A adição de íons paramagnéticos na amostra também apressa a magnetização no campo; ou seja, diminui a constante de tempo da relaxação longitudinal  $T_1$ . Isto dá uma possibilidade de um relativo controle dos processos de relaxação.

Agora, considerando que  $\vec{H}$  não é homogêneo, um gradiente na amostra facilitará a perda de fase entre os momentos, porque a frequência de precessão (obedecendo à condição escrita sob o número 18), vai variar ao longo da amostra ( $\Delta H_z \rightarrow \Delta W$ ). E, quanto maior for o gradiente, mais rápido cairá a magnetização transversal (Waters e Phillips, 1956).

Tabela 4 - Constantes de relaxação

Fórmula Química	Nome	$T_1$ (s)	$T_2$ (s)
$n-C_4H_9OH$	n-Butanol	1,4	0,9
$n-C_3H_7OH$	n-Propanol	2,0	1,4
$H_2O$	Água	3,2	2,1
$CH_3OH$	Metanol	3,8	2,5
$C_2H_5OH$	Etanol	4,4	2,9
$C_6H_{12}$	Ciclohexano	5,5	3,5
$C_6H_6$	Benzol	18,0	11,0

Nota - Os dados referem-se a uma temperatura de 25°C e os líquidos estão livres de oxigênio dissolvido, segundo H. Heinrich (1969).

## 2.5 As Equações do Movimento

O comportamento do sistema de núcleos no campo magnético é a superposição dos movimentos dos núcleos livres com os efeitos de relaxação (Bloch, 1946). A partir dessa conclusão,

F. Bloch deduziu um sistema de equações diferenciais que descreve o movimento do conjunto de núcleos no campo magnético. O sistema de equações dá bom resultado para líquidos não-viscosos.

Seja  $\vec{M}$  o momento magnético representante da magnetização por unidade de volume da amostra. É a variação desse vetor, no tempo, que será de interesse.

Uma vez que os valores esperados na mecânica quântica de qualquer quantidade seguem, em sua dependência no tempo, exatamente as equações clássicas do movimento e que os momentos angular  $\vec{s}$  (spin) e magnético  $\vec{\mu}$  de cada núcleo estão paralelos um ao outro, pode-se descrever o movimento de  $\vec{M}$  usando um tratamento clássico.

Seja  $\vec{S}$  o vetor momento angular resultante de todos os núcleos em uma unidade de volume. No campo magnético  $\vec{H}$ , haverá um torque  $\vec{T}$  atuando sobre os núcleos e dado por

$$\vec{T} = \vec{M} \times \vec{H} = \frac{d}{dt} \vec{S} \quad (21)$$

Do paralelismo entre o momento magnético  $\vec{\mu}$  e o momento angular  $\vec{s}$  de cada núcleo, implica que para as quantidades resultantes por unidade de volume se tem

$$\vec{M} = \gamma_p \vec{S} \quad (22)$$

Comparando-se as equações (21) e (22) chega-se à equação que dá a variação da magnetização  $\vec{M}$  no tempo - o movimento dos núcleos livres:

$$\frac{d}{dt} \vec{M} = \gamma_p |\vec{M} \times \vec{H}| \quad (23)$$

Como o movimento caracterizado pela equação (23) está sob influência dos mecanismos de relaxação, então, num campo estático  $\vec{H}$  a evolução da magnetização  $\vec{M}$  ao valor de equilíbrio  $M_0 = \chi H_z$  ( $H_z = |\vec{H}|$ ), será como mostrado pela equação (16).

É, se há uma magnetização  $\vec{M}_t$  isolada da direção de  $\vec{H}$ , o processo de relaxação transversal faz a magnetização  $\vec{M}_t$  decrescer segundo as leis:

$$\frac{d}{dt} M_x = - \frac{M_x}{T_2} \quad (24)$$

e

$$\frac{d}{dt} M_y = - \frac{M_y}{T_2} \quad (25)$$

Agora, pode-se compor a equação geral de Bloch, sobrepondo-se o movimento dos núcleos livres com os mecanismos de relaxação, combinando as equações (23), (16), (24) e (25).

$$\frac{d}{dt} \vec{M} = \gamma_p \vec{M} \times \vec{H} - \frac{M_x}{T_2} \vec{i} - \frac{M_y}{T_2} \vec{j} - \frac{M_z - M_0}{T_1} \vec{k} \quad (26)$$

sendo  $\vec{i}$ ,  $\vec{j}$  e  $\vec{k}$  os vetores nas direções x, y e z, respectivamente.

## 2.6 Experiência de Precessão Livre

Como se viu antes, a magnetização estática no campo magnético terrestre é muito fraca para ser medida diretamente. Para se obter a precessão de  $\vec{M}$  com o valor inicial adequado para a medida de  $W_0$  no campo magnético terrestre é necessário que a amostra de núcleos tenha antes uma forte magnetização transversal em relação a esse campo.

Seja, então, o campo magnético terrestre na forma

$$\vec{H}_T = H_T \vec{k} \quad (27)$$

Uma amostra de núcleos colocada nesse campo é submetida a uma magnetização através de um campo magnético polarizador,  $\vec{H}_p$ , tal que

$$\vec{H}_p = H_p \vec{j} \quad (28)$$

Se  $H_p \gg H_T$ , o efeito de  $H_T$  pode ser desprezado. E, ao fim de um tempo  $t \gg T_1$ , a amostra adquire uma magnetização proporcional a  $H_p$ ,

$$\vec{M}_p = \chi H_p \vec{j} \quad (29)$$

Se o campo polarizador é retirado de maneira não-adiabática, o vetor magnetização da amostra  $\vec{M}_p$  ficará submetido ao campo  $\vec{H}_T$ . Daí,  $\vec{M}_p$  vai precessionar em torno da direção de  $\vec{H}_T$  com uma frequência angular

$$\omega_0 = 2\pi f = \gamma_p \cdot H_T \quad (30)$$

e obedecendo às equações de Bloch.

## 2.7 Solução das Equações de Bloch.

Sejam as seguintes condições iniciais:

$$t = 0$$

$$H_z = H_T = |\vec{H}| \quad \text{como no sistema da fig. 3}$$

$$H_x = H_y = 0$$

$$\vec{M} = \chi H_p \vec{j}$$

Decompondo a equação (26) nos três eixos, vem

$$\frac{d}{dt} M_x = \gamma_p H_T M_y - \frac{M_x}{T_2} \quad (31)$$

$$\frac{d}{dt} M_y = -\gamma_p H_T M_x - \frac{M_y}{T_2} \quad (32)$$

$$\frac{d}{dt} M_z = -\frac{M_0 - M_z}{T_1} \quad (33)$$

Após derivação da equação (32) e substituição dos valores de  $M_x$ , chega-se a

$$\frac{d^2}{dt^2} M_y + \left(\frac{2}{T_2}\right) \frac{d}{dt} M_y + \left(\gamma_p^2 H_T^2 + \frac{1}{T_2^2}\right) M_y = 0 \quad (34)$$

A solução desta equação diferencial dá:

$$M_y = K \left[ \exp(-t/T_2) \right] \cos(\gamma_p H_T t + \Psi) \quad (35)$$

$$\text{Em } t=0, M_y = \chi H_p,$$

$$M_x = 0 \text{ e}$$

$$\Psi = 0$$

Com isso,

$$M_y = \chi H_p [\exp(-t/T_2)] \cos \omega_0 t, \quad (36)$$

onde  $\omega_0 = 2\pi f = \gamma_p H_T$ .

## 2.8 Deteção do Sinal de Precessão.

Uma bobina enrolada em torno da amostra (um líquido não-viscoso em uma garrafa plástica) presta-se tanto para a polarização como para detetar a precessão da magnetização. Para isso, um comutador pode ser usado para, primeiro, ligar a bobina a uma fonte dc e, depois conectar a bobina aos terminais de entrada de um amplificador.

O princípio de medida do campo magnético nos magnetômetros à precessão nuclear pode ser esquematizado, no seu modo mais simples, como mostra a fig. .

A indução magnética  $\vec{B}$  criada na bobina pela precessão de  $\vec{M}$  é

$$B = 4\pi N A M_y \zeta \quad (37)$$

onde  $N$  é o número de espiras,  $A$  é a secção transversal da bobina e,  $\zeta$  é um fator geométrico de enchimento, o qual, em primeira aproximação, é a razão do volume da amostra pelo volume médio da bobina.

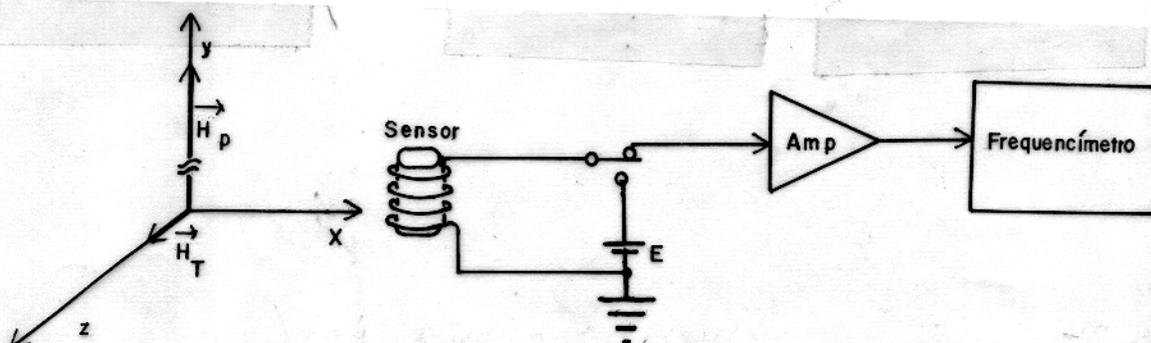


Fig.4 esquema simplificado de um magnetômetro

Nos terminais da bobina aparecerá uma  $\epsilon$  voltagem e, sendo

$$\epsilon = \frac{d}{dt} \vec{B} = - 4\pi N A \zeta \frac{d}{dt} M_y \quad (38)$$

$$\text{ou } \epsilon \text{ (volts)} = 10^{-8} \cdot 4\pi N A \zeta W_0 X H_p [\exp(-t/T_2)] \text{sen}(W_0 t) + 0(t) \quad (39)$$

Na equação (39) a derivada do termo exponencial foi desprezada porque sua contribuição é muito pequena comparada com a parte apresentada.

Uma vez que a razão giromagnética do próton é um parâmetro nuclear estritamente constante e conhecido com grande precisão, o valor da frequência do sinal nos terminais da bobina é diretamente proporcional ao campo magnético. Então, a medida do campo magnético terrestre corresponde a uma medida de frequência.

### 3 PROJETO DO INSTRUMENTO

De posse da equação do sinal de precessão há, agora, a necessidade de se avaliar os parâmetros nela envolvidos e as condições a serem respeitadas para a realização e o bom funcionamento de um magnetômetro à precessão nuclear.

#### 3.1 Considerações Práticas para o Desenvolvimento de um Magnetômetro à Precessão Nuclear.

##### 3.1.1 Frequência do Sinal de Precessão.

O sinal de precessão apresenta uma frequência diretamente proporcional ao campo a medir e independente da orientação da bobina com esse campo. Os valores de frequência de precessão no campo geomagnético podem ser obtidos pela equação (30)

$$f(\text{Hertz}) = 0,04257602 \times H_T (\text{Gammas}) \quad (40)$$

Tirando o valor do campo em função da frequência tem-se que

$$H_T (\text{Gammas}) = 23,4874 \cdot f(\text{Hertz}) \quad (41)$$

Das equações (40) e (41) observa-se que é necessário uma resolução de 0,04 Hz na medida da frequência para se obter 1 gamma de precisão no campo magnético.

##### 3.1.2 Amplitude do Sinal de Precessão.

Na secção 2.6, as equações de Bloch foram resolvidas para o caso particular em que  $\vec{H}_P \perp \vec{H}_T$ . Entretanto, resolvendo-se para o caso geral em que o eixo da bobina (solenóide) forma um ângulo  $\theta$  ( $0^\circ$  a  $90^\circ$ ) com a direção do campo  $\vec{H}_T$ , observar-se-á que tanto a componente da magnetização (que precessiona) como o fluxo que corta a bobina serão proporcionais a  $\sin\theta$ . Então, a amplitude do sinal será proporcional a  $\sin^2\theta$ . Com isso, a amplitude máxima do sinal de precessão, dado pela equação (39), será:

$$e_{\text{Volts}} = 10^{-8} \cdot 4\pi N A W_G \times H_P \sin^2\theta \quad (42)$$

Logo, ter-se-á que orientar a bobina perpendicularmente à direção do campo a medir para obtenção da máxima amplitude. E, ainda que assim seja, o sinal induzido na bobina se

rã fraco, da ordem de 1 a alguns microvolts.

### 3.1.3 Características do Sensor.

O sensor é uma bobina, cujo núcleo é constituído de um líquido rico em prótons e de baixa viscosidade. Duas formas são possíveis: Toroidal e solenoidal. A primeira seria a escolhida por causa do melhor desempenho da bobina toroidal mas, isso acarreta uma inconveniente dificuldade tanto na obtenção do recipiente toroidal para o líquido, como na confecção do enrolamento. Fica estabelecida, portanto, a preferência pela versão solenoidal do sensor, uma vez que os recipientes plásticos cilíndricos são muito comuns, além da grande facilidade de elaboração de um solenóide.

As características da bobina dependem sobretudo:

1º) Do campo de polarização que se quer máximo. Entretanto, a potência de polarização deve ser limitada ao mínimo útil no caso de um aparelho portátil.

2º) Da grandeza da amostra, porque no cálculo da intensidade do sinal aparece o fator  $\zeta$  que, em primeira aproximação, é

$$\zeta = \frac{\text{Volume da amostra}}{\text{Volume médio da bobina}}$$

No caso de um equipamento portátil, o fator de enchimento resultará do ajuste entre o maior volume de amostra com volume e peso razoáveis para o sensor.

3º) Do seu fator de qualidade  $Q$  porque a bobina ficará sintonizada na frequência do campo a medir.

O fator de qualidade é definido por

$$Q = \frac{2\pi f_0 L}{R_s} = \frac{f_0}{\Delta f} \quad (43)$$

onde  $L$  é a indutância da bobina,  $R_s$  é a resistência ôhmica do enrolamento,  $f_0$  é a frequência central de sintonia e  $\Delta f$  é a faixa de frequências compreendidas entre aquelas em que o sinal cai de 3dB (ou para 0,707) do seu valor em  $f_0$ . Comparando as equações (30) e (43), o  $Q$  do circuito pode ser definido também por

$$Q = H_0 / \Delta H$$

Exemplificando, se o circuito tem um  $Q = 12$  com frequência central igual a 1200 Hz, a faixa  $\Delta f$  será 100Hz. Isto garante a medida de campos numa largura de 2350 gammas, sendo o

valor central de sintonia um campo de 28185 gammas. (Este exemplo está baseado no valor do campo em Belém). Acredita-se que essa faixa atende àqueles requerimentos geomagnéticos comentados no capítulo 1, no tocante a variações do campo com o tempo e por efeitos locais.

Observa-se que esse valor de  $Q$  é facilmente conseguido ajustando-se o número de espiras para uma indutância de poucas dezenas de mH apenas, atendendo, inclusive, às condições impostas para o campo de polarização e para o volume e o peso do sensor.

Outro detalhe a observar é a capacitância parasita do enrolamento. Se ela for pequena, com o baixo valor da indutância, não haverá problemas na queda da corrente do campo de polarização.

E, ainda, se a bobina está num circuito casado, o sinal será:

$$e = Q e \quad (44)$$

onde  $e$  é a voltagem dada na equação (39).

#### 3.1.4 Decaimento do Sinal.

O sinal  $\sin \omega_0 t$ , de amplitude inicial dada na equação (42) tem um decrescimento exponencial com envoltória dada por  $\exp(-t/T_2)$ .

A constante de tempo  $T_2$  vai depender do líquido escolhido para o sensor. Mas a constante de tempo do sinal ( $T'_2$ ) será sempre menor que  $T_2$ . Efetivamente, a constante de tempo  $T_2$  será diminuída por:

1) Heterogeneidade do campo a medir. O gradiente do campo torna mais rápido o decaimento, porque produz incoerência de fase entre os núcleos. Disto se deduz que o máximo gradiente suportável, ou seja, o maior gradiente que ainda garanta a precisão exigida para a medida, será uma característica importante do instrumento e deverá ser obedecida fielmente.

2) Gradiente de superfície, gerado por diferenças locais de composição do solo.

Para evitar isso, deve-se colocar o sensor sobre uma haste amagnética de 1,5 metro de altura no mínimo.

3) Absorção de energia pelo sensor. A absorção

(Bloemberg et al, 1948) reforça o decaimento do sinal, introduzindo uma constante de tempo suplementar dada por

$$\tau = (2\pi\zeta\chi H_p Q\gamma_p)^{-1} \quad (45)$$

Observa-se que isto proíbe altos valores para o Q do circuito.

Enfim, se as duas primeiras causas de diminuição de  $T_2$  são evitadas, a constante de tempo  $T'_2$  será dada por

$$\frac{1}{T'_2} = \frac{1}{T_2} + \frac{1}{\tau} \quad (46)$$

### 3.1.5 Escolha do Líquido para o Sensor.

Deve-se observar o seguinte:

- 1) O máximo sinal está relacionado diretamente com a máxima magnetização. Para um dado campo de polarização, a amplitude é proporcional à densidade de prótons.
- 2) O período de polarização será indicado por  $T_1$ .
- 3) Quaisquer que sejam  $H_p$ ,  $\zeta$  e  $\chi$ , a máxima magnetização será obtida com um tempo de polarização  $t_p > 5T_1$ . Se  $t_p = T_1$ , é obtido cerca de 63% da máxima magnetização (ver fig.5).
- 4) No caso de um aparelho portátil, a constante  $T_1$  não deve ser longa, por causa do consumo de potência.
- 5) Por outro lado, melhor precisão na medida do campo será conseguida com líquido de longo  $T_2$ , por causa da maior relação sinal/ruído obtida no período de contagem, qualquer que seja o modo de medida da frequência.
- 6) Enfim, a soma dos tempos de polarização e recepção, ou seja, um ciclo completo de medida, deve ser tão rápido quanto se deseja.

Na Tab. 2, verifica-se que o n-butanol e o n-propanol têm efeitos rápidos de relaxação. Com eles, um ciclo completo de medida seria feito entre 2 e 3 segundos. Já a água, metanol e etanol conduzem a um ciclo de medida entre 3 e 5 segundos. Ao lado destes, hexano, heptano, querosene e gasolina oferecem tempos de relaxação nessa mesma faixa.

Como se viu antes, na secção 2.4, os valores das constantes de relaxação podem ser ajustados (para menos) de acordo

do com a aplicação: a água, com a introdução de sais férricos e os hidrocarbonetos, com a introdução de óleos relativamente viscosos.

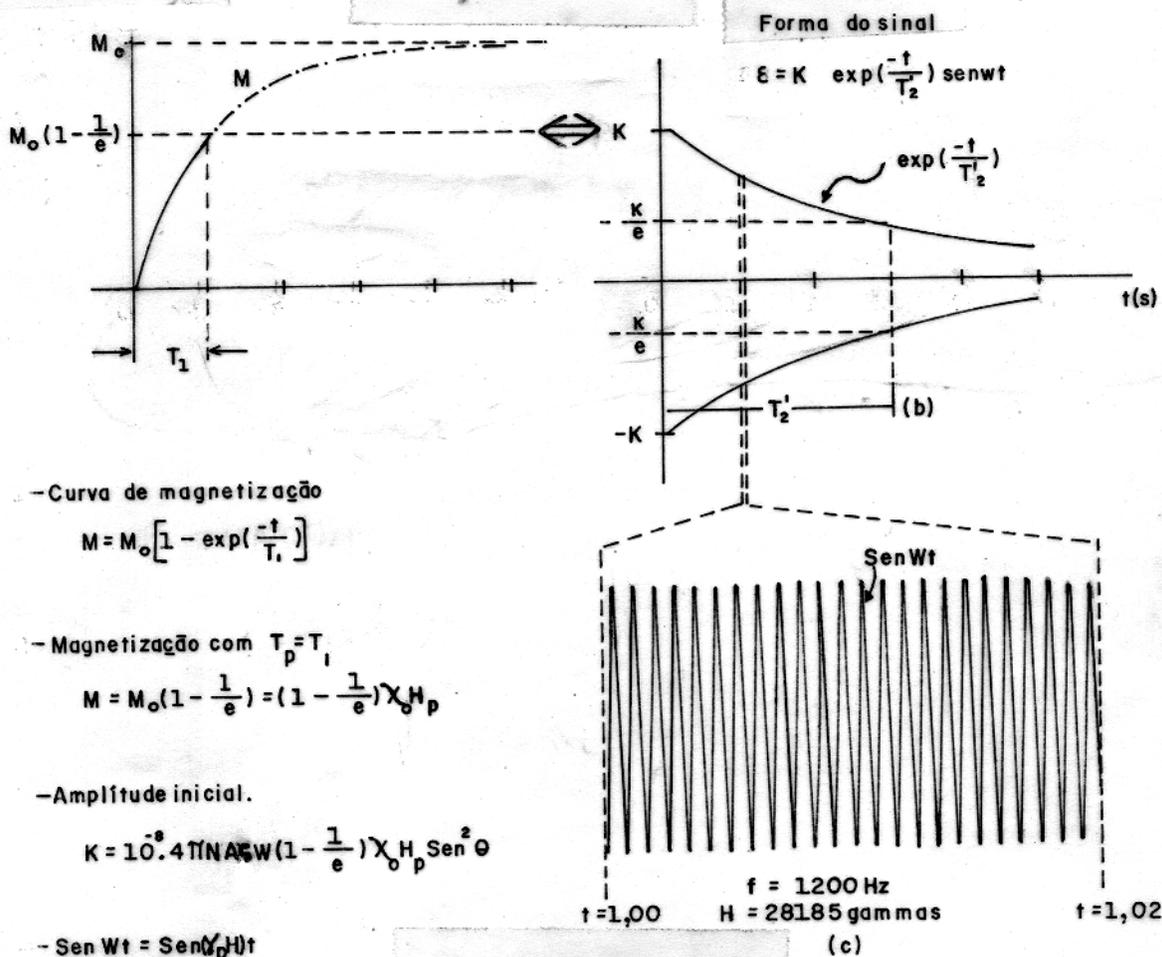


Fig. 5 Detalhes de um ciclo da precessão livre.

(a) Polarização produzida com um tempo  $t_p = T_1$ . (b) Sinal de precessão obtido e suas componentes. (c) Componente senoidal do sinal com frequência  $f = \frac{\omega}{2\pi} = 1200 \text{ Hz}$  correspondente a um campo magnético  $H_T = 28185 \text{ gammas}$ .

3.1.6 Modo de Ruptura do Campo de Polarização (Poole e Farach, 1971).

A queda do campo polarizador deve respeitar três condições para uma boa observação do sinal. São elas:

1a.) O campo  $H_p$  deve ser reduzido em um tempo  $t \ll T_2'$ , para que a amostra fique no estado polarizado. Senão, a imantação seguirá o campo  $H_p$  e se alinhará com o campo terrestre,  $H_T$ , e não induzirá sinal na bobina.

2a.) A queda de  $H_p$ , do valor  $H_T$  a medir até zero, deve ser de maneira rápida (não-adiabática), em um tempo bem menor que um período da precessão em  $H_T$ , ou seja;

$$t_q \ll \frac{2\pi}{\omega_0} \approx \frac{1}{f_0}$$

3a) Deve-se esperar que passem os possíveis transientes gerados pela queda de  $H_p$  antes de começar a medida da frequência.

Essas três condições mais o tempo de polarização e o tempo de recepção do sinal útil à medida da frequência são dados importantes para a operação do instrumento. Um oscilador livre comandando relés pode ser usado como programador cíclico que, primeiro, polarize os prótons e, em seguida, ligue a bobina ao amplificador.

### 3.1.7 Fontes de Ruído

Sabe-se que, num circuito, o ruído térmico é gerado por qualquer elemento resistivo passivo. Esse ruído pode ser representado por fonte de voltagem em série com o elemento ruído so. A média geométrica,  $\overline{e_r}$ , da voltagem de ruído é escrita, na sua forma geral, por

$$(\overline{e_r})^2 = 4 k T R \Delta f \text{ (volts)}^2 \quad (47)$$

onde  $k$  - constante de Boltzmann

$T$  - temperatura em  $^{\circ}K$

$R$  - é o resistor ruidoso equivalente.

Para os parâmetros envolvidos no circuito de sintonia, pode-se escrever a média da tensão de ruído por

$$\overline{e_r} = \sqrt{2\pi k T R_s f Q} \quad (48)$$

Outras fontes de ruído virão

- 1) Da ligação do amplificador à bobina.
- 2) De tensões parasitas induzidas na bobina por distúrbios elétricos e magnéticos do ambiente. Efetivamente, o solenóide pode ser considerado como uma antena captando ruídos provenientes de motores, linhas de transmissão de potência, etc. Em determinados locais, esses ruídos "industriais" são suficientemente fortes para prejudicar completamente o desempenho deste método de medida de campo magnético. Por isso, é aconselhável executar testes e/ou medidas em local calmo do ponto de vista elétrico e magnético. O esquema da fig.6 localiza e identifica esses ruídos.

Uma sugestão (Scheepers, 1967) para reduzir esses ruídos induzidos diretamente na bobina é utilizar duas bobinas i dênticas, postas lado a lado, conectadas em série-oposição. Des- te modo, os ruídos entram em fase e dão um sinal induzido, em ca da bobina, em oposição de fase. Quanto ao sinal de precessão , para o mesmo campo de polarização que com uma bobina, ele será dobrado. Outra saída é acoplar o sensor ao amplificador através de um transformador balanceado (veja fig.16), o que evita dupli- car o sensor.

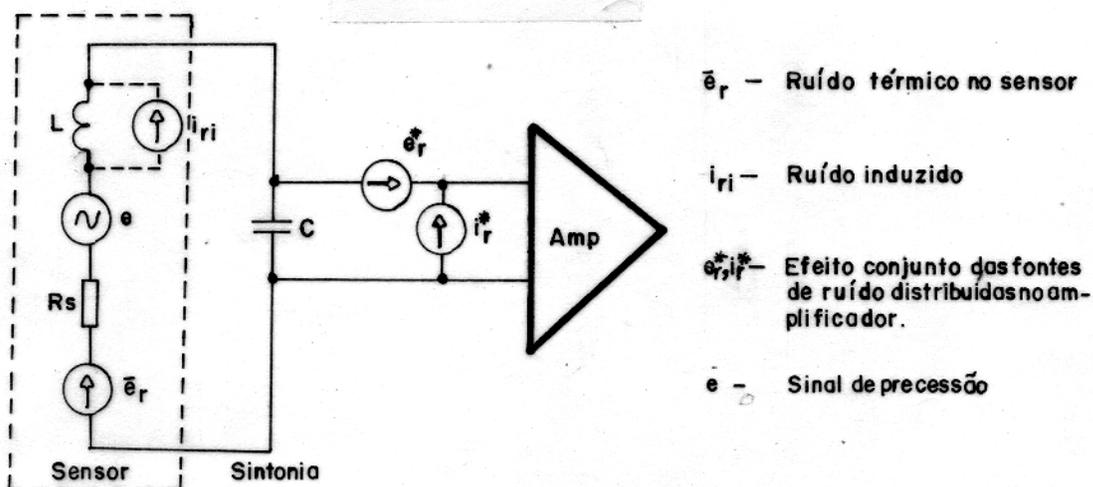


Fig. 6 - Indução e geração de ruídos no circuito de entrada.

### 3.1.8 Contagem da Frequência de Precessão

Considerando os valores de frequência, de precessão nuclear no campo magnético terrestre (0.8-4KHz) e o tempo útil para sua contagem (dado que o sinal decai) não seria possível obter a precisão de 1 gamma usando-se o método convencional de medida de frequência, o qual usa 1s para essa faixa.

Justificando, para se obter o valor do campo, contando diretamente a frequência de precessão, tem-se que:

$$H_T \Delta f_p \cdot t_c$$

onde  $H_T$  é o campo magnético total, em gammas, numericamente feito igual ao número de ciclos da frequência de precessão, que passa para o contador durante o tempo  $t_c$ .

Usando a equação (41) sobre a (49),

$$t_c(\text{segundos}) = \frac{H_T}{f_p} (\text{gãmmas}) \quad (50)$$

(Hertz)

$$t_c = \frac{23,3874}{f_p} f_p = 23,4874 \text{ s}$$

Esse tempo não é possível para o sinal de precessão e, por mais que o fosse, seria geofisicamente inconveniente dado o objetivo do magnetômetro, e inaceitável em termos de instrumentação.

Dois métodos têm sido usados para a medida da frequência; o recíproco, e o direto por multiplicação.

### 3.1.8.1 Método de Leitura Recíproca (Hood, 1969)

Neste, dois contadores são usados. O primeiro é programado para ler, ou melhor, prender um número fixo,  $2^n$ , de ciclos da frequência de precessão,  $f_p$ . Esse contador está ligado a uma unidade locadora cujo resultado é um pulso com duração igual ao tempo de passagem daquele número fixo de ciclos da precessão.

O pulso que sai da unidade locadora controla uma porta lógica. Durante esse pulso a porta deixa passar para o segundo contador um sinal de frequência fixa,  $f_o$ , de um oscilador controlado a cristal. Assim, o segundo contador apresenta, como resposta, um número de pulsos  $N$ , contados do oscilador, inversamente proporcional ao valor do campo magnético; sendo

$$N = \frac{2^n}{f_p} \cdot f_o \quad (51)$$

Para garantir precisão;  $8 > n > 10$  (ou seja: 256 a 1024 pulsos) e  $f_o = 10^5 \text{ Hz}$  ou  $10^6 \text{ Hz}$

A vantagem desse método reside no fato de que, a lógica necessária para executar essa função é de projeto muito simples, barato e o tamanho do circuito é bem reduzido.

No entanto, no projeto deste sistema deve-se tomar muito cuidado nos seguintes fatos:

- (1) A frequência no primeiro contato é baixa.
- (2) Qualquer erro no primeiro contador é comple -

tamente transferido ao segundo.

- (3) O tempo de contagem e a sensibilidade variam com a frequência para um mesmo n.
- (4) O valor de N obtido no segundo contador ainda precisa ser processado aritmeticamente para que se tenha o valor correspondente do campo magnético, se assim se desejar.

Evitando-se os problemas nos fatos (1), (2) e (3) este método de contagem é muito útil para uma base magnética. Este método foi testado e determinou-se que:

$$f_0 = 10^6 \text{ Hz}$$

n = 8, para frequência de precessão até 1800Hz

n = 9, para frequência de precessão entre 1800Hz  
3000Hz

n = 10, para frequência de precessão maior que  
3000Hz.

Com isso ter-se-ia três fatores de conversão para o valor do campo, ou simplesmente, o número N de pulsos contados. A seleção de n acompanha a seleção da frequência de precessão (ou do campo a medir).

### 3.1.8.2 Método de Leitura Direta (Serson, 1962)

Neste método, a frequência de precessão é multiplicada por um fator N constante e a frequência resultante é contada num intervalo de tempo fixo gerado por uma base de tempo controlada a cristal.

Por definição, a leitura direta no valor do campo, em gammas, será:

$$H_T \Delta = f_N \cdot t_c \quad (52)$$

Da equação (41),

$$t_c = \frac{H_T \text{ (gammas)}}{f_p N \text{ (Hz)}} \quad (53)$$

$$t_c = \frac{23,48,74 f_p}{f_p N} = \frac{23,4874}{N} \text{ (s)} \quad (54)$$

A multiplicação deve ser feita por um circuito denominado Laço fechado por fase ou, simplesmente PLL como é co-

nhecido na literatura de instrumentação e controle (PLL - do Inglês: Phase Locked Loop).

O diagrama de blocos mais simples para um PLL é mostrado na figura 7. O sinal de erro, dado pelo detetor de fase é a diferença entre as frequências que entram. Quando as frequências são feitas iguais o sinal de erro é a diferença de fase entre elas. Então, o laço força a diferença de fase para zero. Isto garante uma alta resolução na saída do oscilador controlado a voltagem (Moschytz, 1965; Gardner, 1966; Conelly, 1974).

Entre as aplicações de PLL's tem-se: filtros de rastreamento, controle e monitoração de velocidade de motor, moduladores, decodificadores de tom, receptores do tipo "Frequency Shift Keying" (FSK) e, como neste caso, sintetização e multiplicação de frequências.

Para sintetizar ou multiplicar frequências, o PLL é armado conforme a fig. 8. A frequência  $f_i$  será a frequência precessão. A frequência de referência  $f_r$  será a frequência do O.C.V. dividida por N. O oscilador deve ser posto a trabalhar numa faixa de frequências múltipla (mesmo fator N) da faixa de frequências de entrada ( $f_i$ ). A constante de tempo do filtro passa-baixas determina a faixa de rastreamento da frequência de entrada. Em outras palavras, determina a faixa de frequências  $\Delta f_p$  que podem ser multiplicadas.

Certamente, este método possui a vantagem de diminuir o ruído contido no sinal ( $f_i$ ) pelo fato do detetor de fase e do filtro passa-baixas que pode ser escolhido para dar uma forte discriminação de ruído se sua constante de tempo é grande.

Este método foi o escolhido para este instrumento.

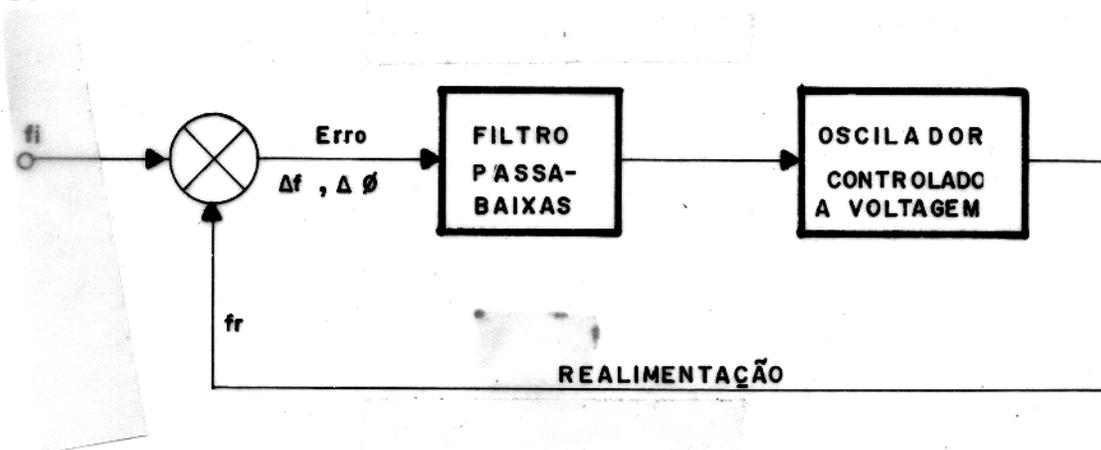


Fig. 7 - Diagrama simplificado de um PLL.

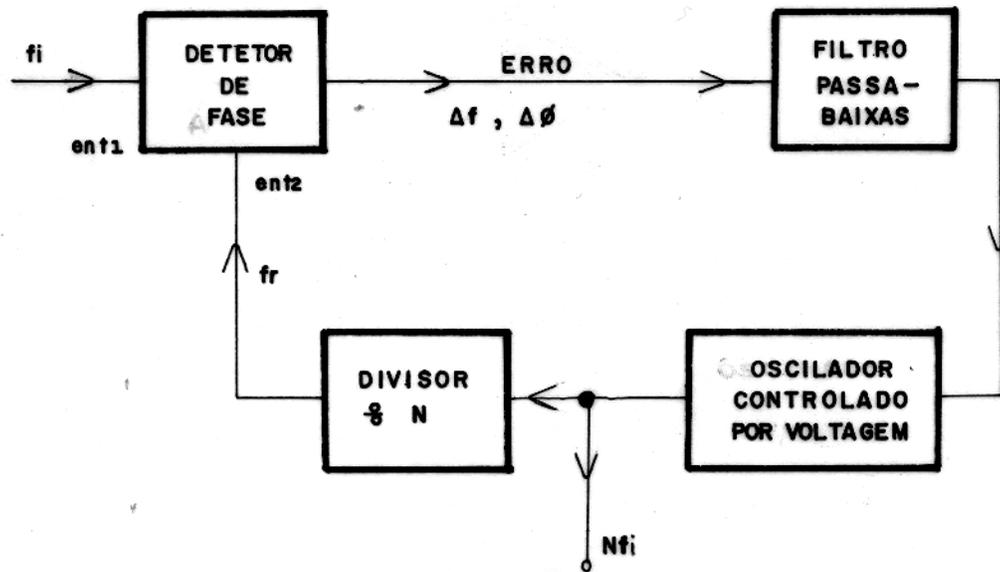


Fig. 8 - Diagrama de bloco para sistema de synte<sup>ti</sup>zação ou multiplicação de frequências.

As informações dadas no cap. 2 e nas equações de 3.1.1 a 3.1.8 são suficientes para atender à proposta de realização de um magnetômetro à precessão nuclear. As figuras 9a e 9b apresentam diagramas de blocos possíveis para os dois tipos de magnetômetros; o de leitura recíproca e de leitura direta, respectivamente.

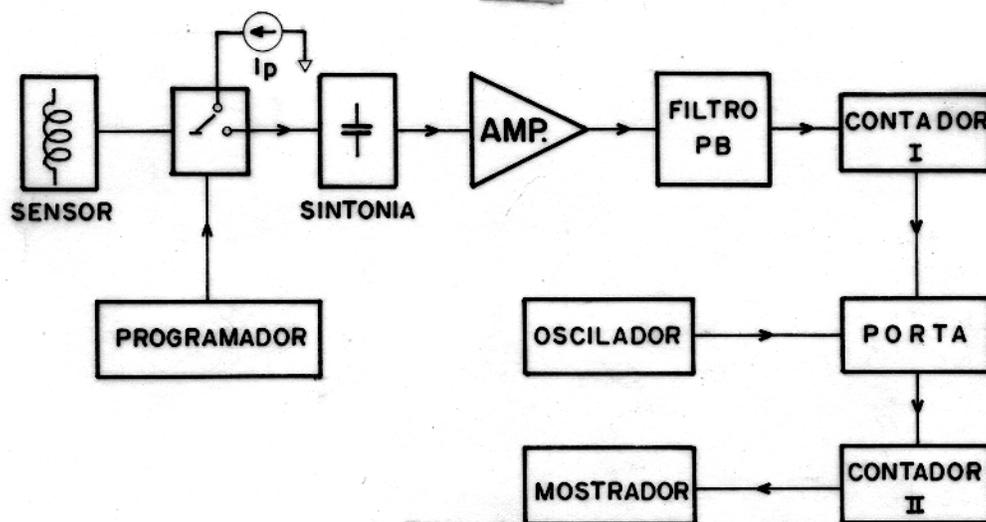


Fig. 9a - Diagrama para um magnetômetro com leitura recíproca.

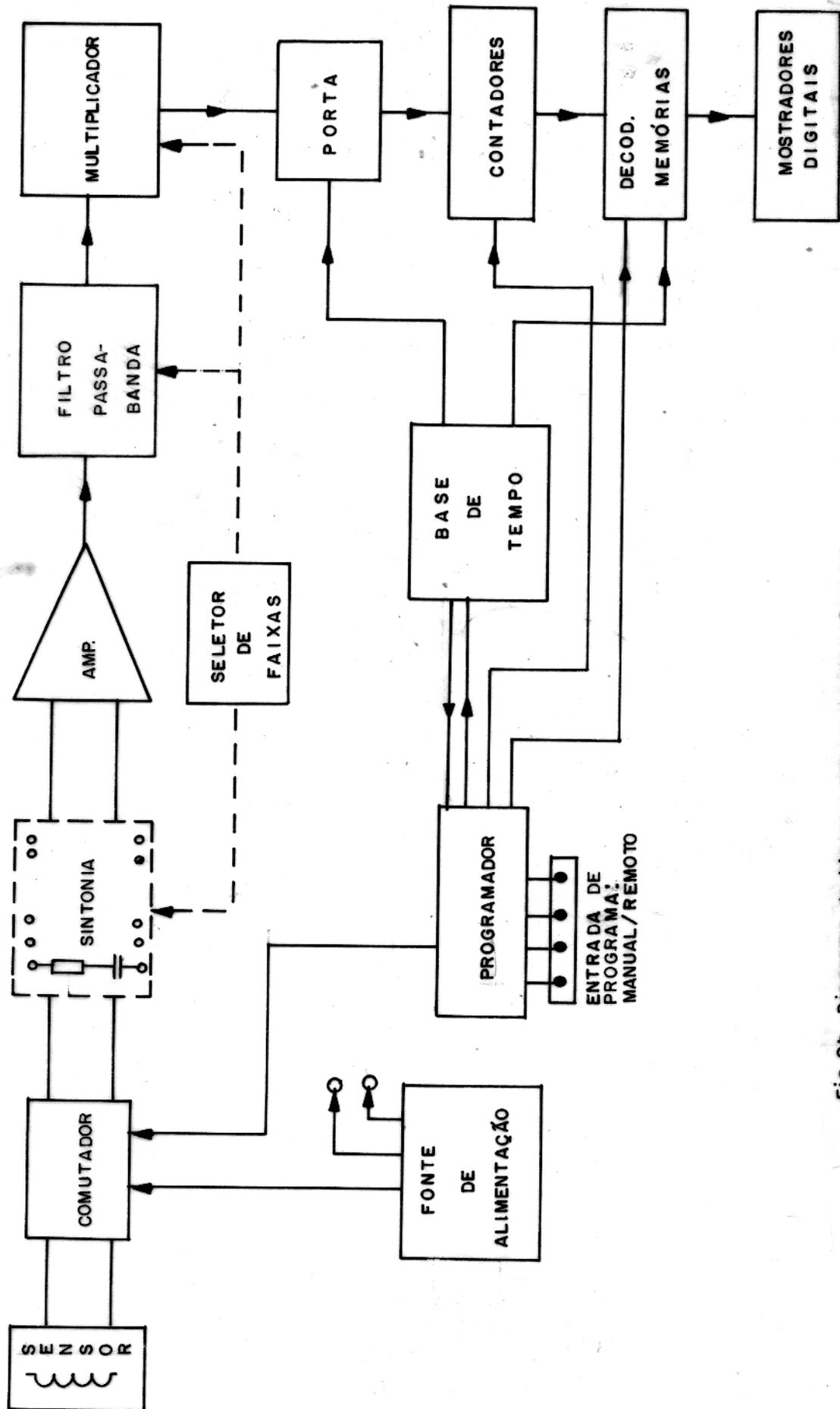


Fig. 9b - Diagrama de blocos para um magnetômetro com leitura direta.

### 3.2 O Sensor

Enrolou-se 1344 espiras de fio esmaltado, 20AWG, em 12 camadas de 112 espiras sobre uma forma confeccionada em PVC rígido, conforme a figura 11.

A forma é um carretel feito de um segmento de tubo PVC, 75mm, cravado e colado pelas extremidades em duas tampas circulares, também de PVC. Em uma das tampas há um furo rosqueado para a introdução do líquido. Na outra, completamente vedada, há uma saliência onde se fez uma conexão (em rosca) para prender uma haste de alumínio, a qual suportará o sensor a 2 metros de altura do solo. Ainda, nesta última tampa, estão cravados 3 parafusos de latão, sendo dois deles os terminais da bobina e, o terceiro, eletricamente isolado, serve de presilha para o cabo do sensor. O conjunto é envolvido por um segmento de tubo PVC 100 mm.

Enfim, tem-se um sensor cujas características são:

- 1- comprimento do enrolamento -  $\ell = 100\text{mm}$
- 2- volume da amostra,  $V_a$

$$V_a = \left[ \pi \left( \frac{7,28}{2} \right)^2 \cdot 10 \right] - \left[ \frac{2}{3} \pi \left( \frac{7,28}{2} \right)^2 \right] = 400\text{cm}^3$$

A parcela que se subtrai refere-se ao volume extra-cone, conforme se pode ver na fig.11.

- 3- Diâmetro médio da bobina -  $\phi_m = 85,8\text{mm}$
- 4- Volume médio da bobina,  $V_m$

$$V_m = \pi \left( \frac{8,58}{2} \right)^2 \cdot 10 = 578,18\text{cm}^3$$

- 5- Fator de enchimento,  $\zeta$

$$\zeta = \frac{V_a}{V_m} = 0,692$$

- 6- Indutância,  $L = 82,6\text{mH}$
- 7- Resistência série,  $R_s = 12\Omega$
- 8- Fator de qualidade,  $Q = 38$  (1kHz)

Na fig.10 é mostrado o circuito equivalente da bobina.

- 9- Campo de polarização,  $H_p$

No interior do solenóide de  $N$  espiras e comprimento  $\ell$  do enrolamento, o campo magnético  $H$  gerado por uma corrente

I é dado por (ver fig.11).

$$H = \frac{2\pi NI}{c\ell} (\cos\alpha_2 - \cos\alpha_1) \text{ Oersted (CGSm)}$$

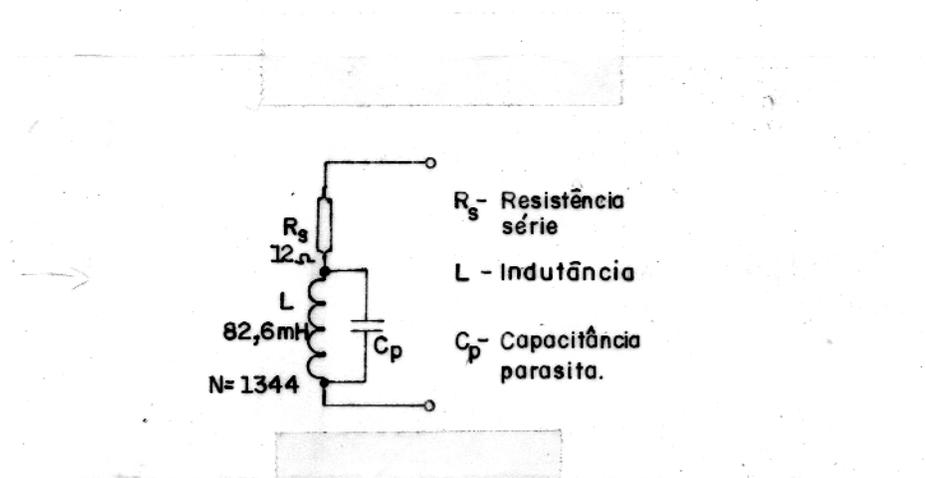


Fig.10 - Circuito equivalente da bobina

No ponto médio do solenóide, o campo, em Oersted, para cada ampère de polarização  $I_p$ , será

$$H_p = \frac{4\pi}{10} \cdot \frac{NI_p}{\ell} \cos\alpha_m \text{ Oersted/Ampère}$$

Para os valores envolvidos na bobina

$$H_p = 128 \cdot I_p \text{ Oe/A} \quad (55)$$

10- O sinal de precessão

Usando a equação (42) o sinal de precessão induzido na bobina terá amplitude inicial (com  $t_p \gg T_1$ ):

$$e \approx 2,16 \mu\text{V}$$

para cada ampère de polarização, tendo sido usado no cálculo

$$\chi_0 = 3,314 \times 10^{-10} \text{ (água)}$$

e  $\omega_0 = 2\pi \cdot 1200$  (frequência de precessão para um campo de 28185 gammas)

11- Ruído térmico,  $e_r$

Pela equação (46) é de se esperar um ruído térmico da ordem de

$$e_r = 1,05 \cdot \sqrt{fQ} \text{ (nV/}\sqrt{\text{Hz)}} \quad (56)$$

12- Absorção de energia pelo sensor

Para as características do sensor, a constante de tempo suplementar introduzida será:

$$\tau = \frac{203}{Q}, \text{ para a água e a } I_p = 1A \text{ e}$$

$$\frac{1}{T_2} = \frac{1}{T_2} + \frac{Q}{203} \quad (57)$$

Nota-se, mais uma vez, que  $\tau$  será tanto mais importante quanto maior for o  $Q$  do circuito.

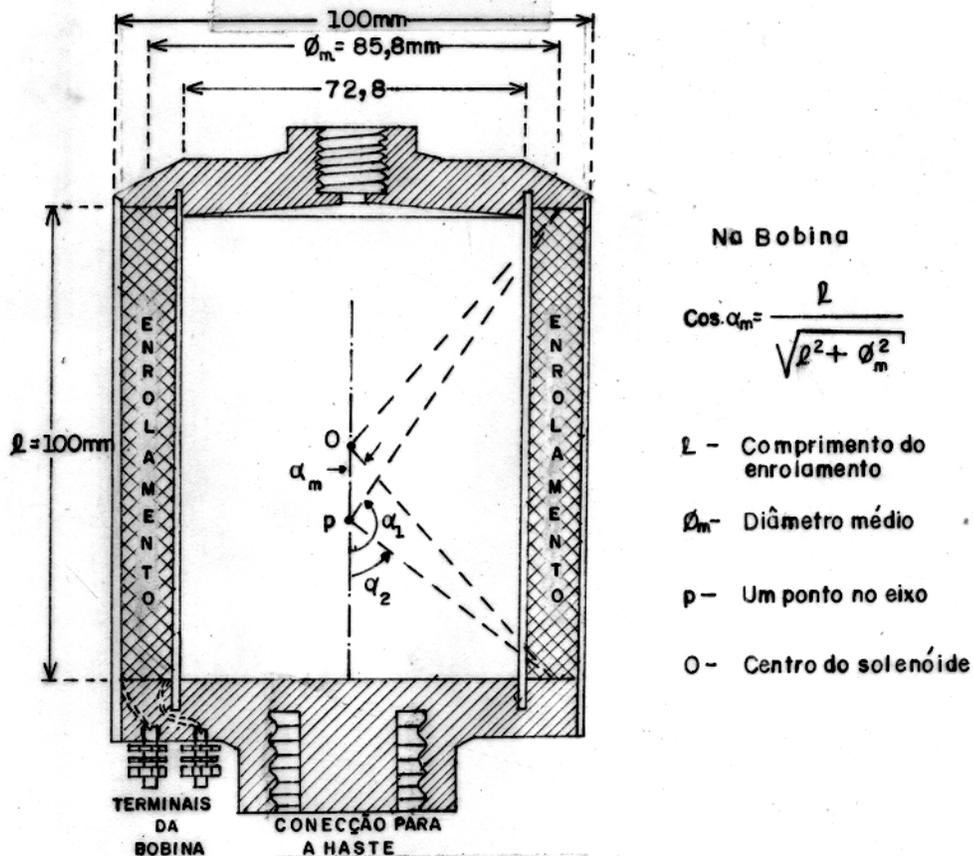


Fig.11 Detalhes do sensor

O circuito de sintonia, elaborado com ramos RC em um paralelo com a bobina, foi calculado a partir de sua equação de ressonância. O ajuste da sintonia, para cada ramo foi feito usando-se um circuito de excitação, o qual pode ser visto na figura 12. A excitação é dada por um gerador simulando o sinal de precessão. Determinou-se assim, 14 faixas de sintonia; entre 937Hz

e: 4.060Hz, correspondentes a 14 faixas de medida de campo magnético entre 22 e 95 kilogammas.

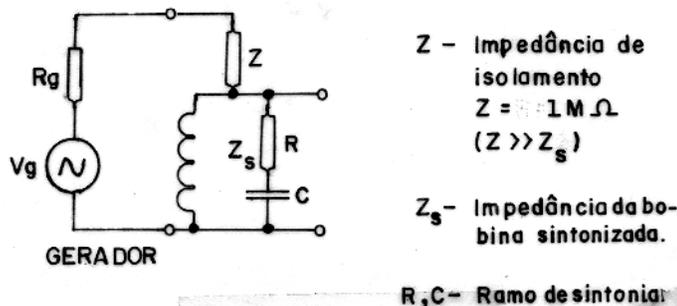


Fig.12 - Circuito da excitação e teste da sintonia

A impedância  $Z_s$  do circuito de sintonia varia de 11 a 18KΩ, considerando-se apenas a frequência central  $f_0$  de cada uma das 14 faixas. Como a impedância diminui quando a frequência se afasta de  $f_0$ , determinou-se as impedâncias para as frequências extremas de cada faixa. Disto resultou que a variação total da impedância, considerando todas as faixas, é de 8 a 18KΩ

A figura 13 mostra o circuito completo da sintonia e os parâmetros de cada uma das 14 faixas.

### 3.3 O Amplificador

A questão apresenta dois lados:

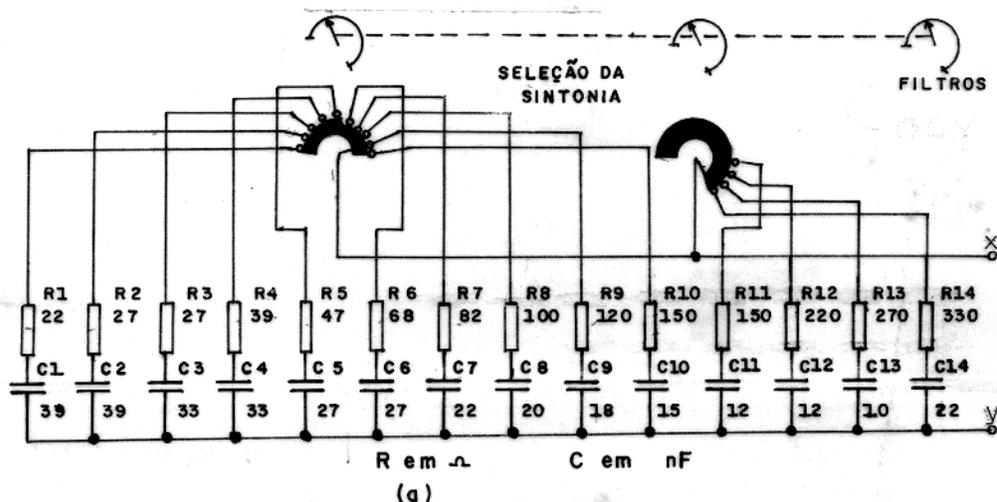
- 1- Tem-se uma fonte de sinal reativa cuja impedância varia entre 8 e 18KΩ numa banda de frequência com largura que vai desde 937 a 4060Hertz.
- 2- Deseja-se um amplificador para baixo nível de voltagem, alto ganho, estável e, principalmente, de ruído muito fraco.

Então, a filosofia a ser seguida é projetar os circuitos dando ênfase inicial ao seu desempenho quanto ao ruído.

Para começar, o amplificador será constituído de duas seções, cada uma com dois estágios, sendo elas:

- 1- Um pré-amplificador confeccionado em circuito discreto casado à fonte pelas exigências de mínimo ruído ditadas pelo transistor do primeiro estágio.

2- Um amplificador posterior confeccionado em circuito integrado, o qual elevará o sinal a um nível satisfatório para a medida da frequência.



ESCALA		KILOGAMMAS														
		22	23	25	27	29	31	34	37	41	45	51	58	67	79	95
S I N T O N I A	$f_0$ (Hz)	974	1041	1113	1196	1275	1380	1509	1662	1840	2050	2308	2650	3100	3682	
	$H_0$ gammas	22877	24450	26141	28091	29946	32412	35442	39036	43217	48149	54209	62242	72811	86480	
	$Z_S$ (Ka)	14	15	15,8	16,5	16,6	17,3	17,7	17,9	17,8	17,3	16,5	14,8	13,6	11	
	Q	14,3	14,1	14,0	13,9	12,6	11,5	10,6	9,8	9,8	7,9	7,0	6,3	5,7	5,2	
F A I X A S	$\Delta f$ (Hz)	68	74	75	86	101	120	142	170	210	260	328	423	547	706	
	$\Delta H$ gammas	1597	1738	1761	2020	2372	2818	3335	3993	4932	6107	7703	9935	12848	16582	
	Nº	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	

(b)

Fig. 13 - Circuito de sintonia. Em (a) tem-se o circuito completo da sintonia. Os pontos X e Y são ligados à entrada do pré-amplificador. O chaveamento é tal que vai acumulando os ramos RC para as faixas de menor frequência. Em (b) são dados os valores dos parâmetros para cada uma das 14 faixas.

### 3.3.1 O Pré-amplificador

Dado que os transistores de efeito de campo (FET) e transistores bipolares PNP apresentam os mais baixos níveis de ruído, entre os dispositivos fabricados para uso em sinal de baixo nível, escolheu-se para o pré-amplificador a seguinte configuração: um par FET-Bipolar conectados diretamente, sendo o primeiro estágio em fonte comum (canal N) e, o segundo, em coletor comum (PNP). O circuito básico para o pré-amplificador é mostrado na figura 14.

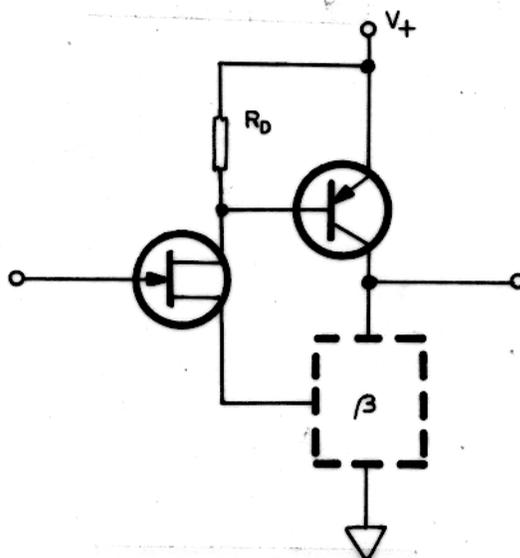


Fig. 14 - Circuito básico do pré-amplificador.  $\beta$  é a malha de realimentação.

Os transistores escolhidos são:

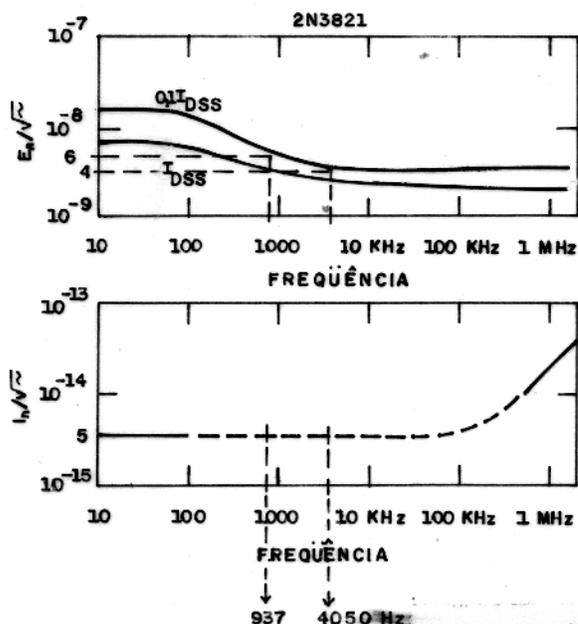
T1- 2N3821

T2- MPSA92

Polarizando o FET para  $I_D = 0,2\text{mA}$  (equivalente a  $0,1 \cdot I_{DSS}$  na figura 15) nota-se que a tensão de ruído  $E_n$  deve variar entre 6 a  $4\text{nV}$  dentro da banda de frequência a trabalhar. E a corrente de ruído  $I_n$ , constante dentro da banda, é aproximadamente  $4\text{ fA}$  ( $4 \times 10^{-15}\text{A}$ ). Disto resulta que a impedância ótima de fonte  $Z_{SQ}$  para o FET é

$$Z_{SQ} = \frac{E_n}{I_n} = 1,25 \times 10^6 \Omega,$$

tomando a média para  $E_n$  na banda.



$I_{DSS}$  - Corrente de dreno com fonte em curto com a porta para o 2N3821,  $I_{DSS} = 2\text{mA}$  (National, 1976).

Fig. 15 - Características de ruído para 2N3821

Esse valor é bem maior que a impedância da fonte em qualquer frequência da banda. Para que o primeiro estágio "veja" na fonte a impedância ótima há necessidade de um casamento de impedância, o que pode ser feito por um transformador.

Como a fonte é reativa e sua impedância, na banda, varia entre 8 e 18K $\Omega$ , um valor deve ser tomado para compromisso.

Então,  $Z_s = \sqrt{8 \times 18} = 12\text{ K}\Omega$  será esse valor.

A relação de espiras  $N_p:N_s$  para o transformador será :

$$N_p:N_s = \sqrt{Z_s/Z_{s0}} = \sqrt{12/1250} = 1:10,2$$

Por conveniência, toma-se  $N_p:N_s = 1:10$

Obedecendo a essa relação, realizou-se um transformador em um núcleo de ferrite tipo "POT-CORE", do qual as características são:

Primário:  $N_p = 100 = (50+50)$  espiras

$L_p = 6,19\text{mH}$

$r_p = 5,13\Omega$ ,  $r'_s = 0,94\Omega$  (resistência do

Secundário:  $N_s = 1000$  espiras secundário refle

$L_s = 602\text{mH}$  tida no primário)

$r_s = 94,56\Omega$

Deste modo, a impedância  $Z'_s$  a ser vista, na fonte, pelo primeiro estágio estará entre 0,64 a 1,44 do seu valor ótimo, considerando toda a banda de frequências a operar. Isto

pode ser visto na tabela 5.

Tab. 5 - Transformação da Impedância da Fonte

$Z'_s$ (K $\Omega$ )*	8	12	18
$Z'_s$ (K $\Omega$ )**	800	1200	1800
$Z'_s / Z_{s0}$	0,64	0,96	1,44

\* $Z'_s$  - Impedância verdadeira da fonte

\*\* $Z'_s$  - Impedância na fonte vista pelo primeiro estágio.

Para o cálculo do ruído, tem-se (Motchenbacher, e Fitchen, 1973):

1- Ruído térmico  $e_r$ ;

$$e_r = 1,05 \sqrt{fQ} \text{ nV (equação (56))}$$

Calculado para todas as faixas tem-se um mínimo de 123nV e um máximo de 145nV.

2- Ruído equivalente de entrada,  $e_{ni}$

$$e_{ni}^2 = e_r^2 + e_n^2 + I_n^2 Z_s^2 \quad (58)$$

Calculado para todas as faixas, tem-se um mínimo de 124nV e um máximo de 145,5nV.

3- A figura de ruído, FR, é dada por

$$FR = 10 \log \frac{e_{ni}^2}{e_r^2} \quad (59)$$

e calculada para os valores obtidos para  $e_r$  e  $e_{ni}$ , fica entre 1,005 e 1,006 dB.

Conclui-se que o ruído na entrada é muito menor que o sinal a ser obtido na bobina.

Obedecidas as condições de mínimo ruído, procurou-se atender aos outros requerimentos para o pré-amplificador. O circuito final é apresentado na figura 16. A tensão de alimentação é simples e igual a 8,2V, entregue ao circuito através do diodo zener, (D<sub>1</sub>). O capacitor C16, filtra o ruído gerado nesse diodo. A resposta é plana na banda em questão.

O centro do enrolamento primário do transformador é ligado à massa do circuito pré-amplificador fazendo com que os ruídos induzidos até aí caiam em contra-fase.

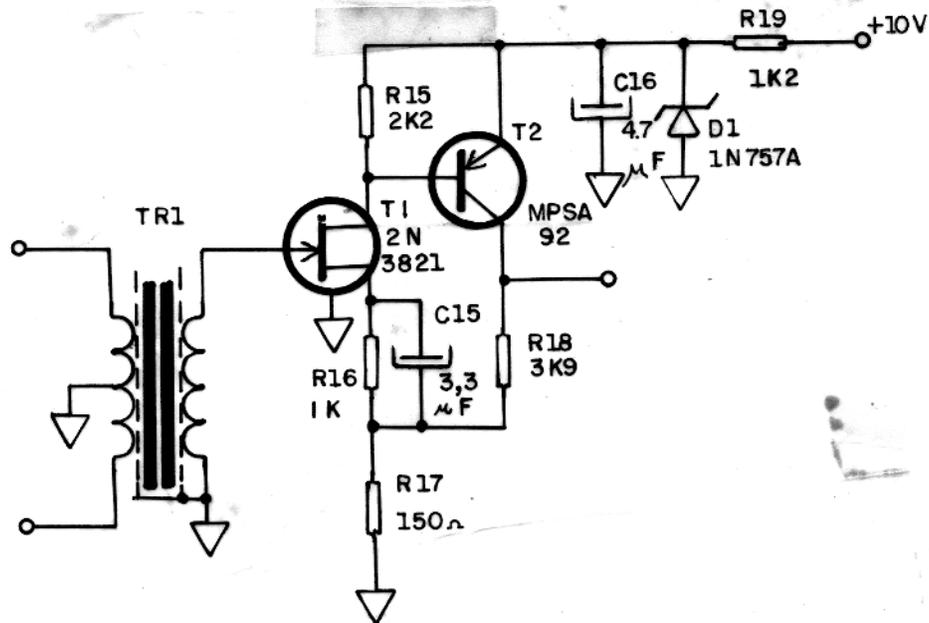


Fig. 16 - O pré-amplificador

### 3.3.2 O Amplificador Posterior

Esta segunda seção do amplificador é feita de dois estágios usando o amplificador operacional tipo 709. O circuito é mostrado na figura 17. O ganho de cada estágio é de 25,575 dB, dando um ganho total de 51.15dB.

O circuito formado por R26, D2 e C19 providencia a alimentação por fonte simples (+10V) para os operacionais.

A compensação em frequência, para o ganho em questão é feita por R27, C20 e C22 para o primeiro estágio e por R28, C21 e C23 para o segundo

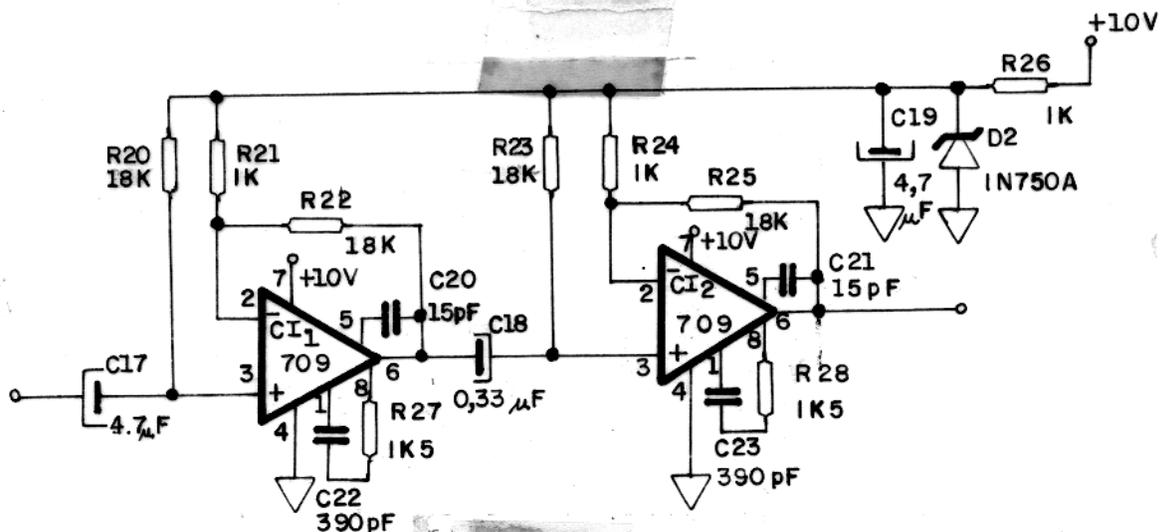


Fig. 17 - O amplificador posterior

### 3.4 O Quadrador

O sinal do amplificador posterior é posto na forma retangular em um circuito disparador tipo Schmidt, feito para operar como detetor de zeros (Figura 18). Assim, o sinal de precessão, em onda quadrada, é entregue ao circuito multiplicador.

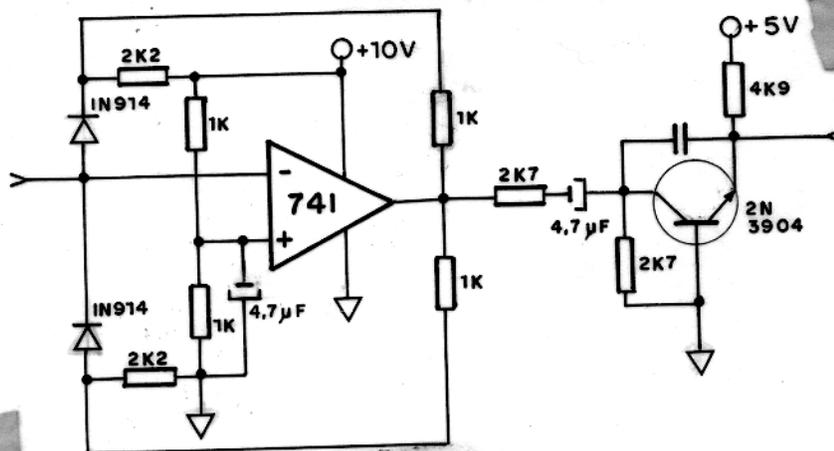


Fig. 18 - O circuito do quadrador

### 3.5 Multiplicação da Frequência de Precessão

As quatorze faixas de recepção do sinal de precessão para medidas de campo magnético entre 22 a 95 kilogammas, já estabelecidas, dão uma largura total de frequências a receber, desde 930Hz a 4.060Hz.

Escolheu-se para fator de multiplicação;  $N=64$ . Com isso, a largura total de frequência multiplicada é:

$$(930\text{Hz})64=59520\text{Hz}$$

$$(4060\text{Hz}) 64=25984\text{Hz}.$$

O diagrama básico do circuito multiplicador de frequência é aquele mostrado na fig.8 na seção 3.1.8.2.

Então, o OCV deverá ter uma faixa de varredura de frequências compreendendo a faixa acima determinada. Essa faixa determinada, por sua vez, deverá ser, obrigatoriamente, a faixa de captura (ou rastreamento) do PLL.

Aqui se faz necessário demonstrar a operação do OCV no PLL. O diagrama da figura 19 mostra as características operacionais de um OCV.

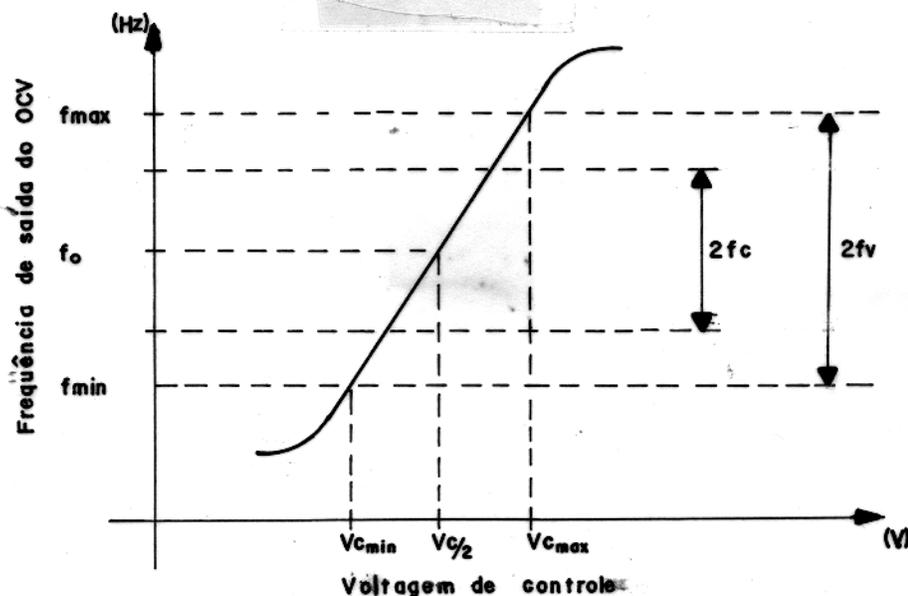


Fig. 19 - Características de operação de um OCV.

Na fig. 19;

$2f_v = f_{\max} - f_{\min}$  - faixa de varredura do OCV

$f_{\max}$  - Máxima frequência de operação na região linear do OPC.

$f_{\min}$  - Mínima frequência de operação na região linear do OCV.

$f_0$  - frequência central do OCV dada pela circuito de temporização RC (carga e descarga) do capacitor (O OCV é um circuito multivibrador astável).

Para executar a multiplicação armou-se um circuito PLL com um detetor de fase e frequência integrado (MC 4044), cuja saída vai controlar um multivibrador (MC4024). A saída do multivibrador é lançada a um divisor por 64 e aplicada, de volta, ao detetor para comparação.

A frequência do multivibrador é controlada, primariamente, por um capacitor. O sinal de erro que chega do detetor corrige a frequência e depois a fase na operação do multivibrador. É desse modo que a frequência de saída do multivibrador torna-se múltipla (64 vezes) do sinal de precessão.

Para combinar com as quatorze faixas de sintonia, foram selecionadas, também, quatorze faixas de varredura no multivibrador. Cada uma das faixas contém frequências que

são múltiplas (64 vezes) daquelas das faixas de sintonia. A figura 20 mostra o circuito do multiplicador.

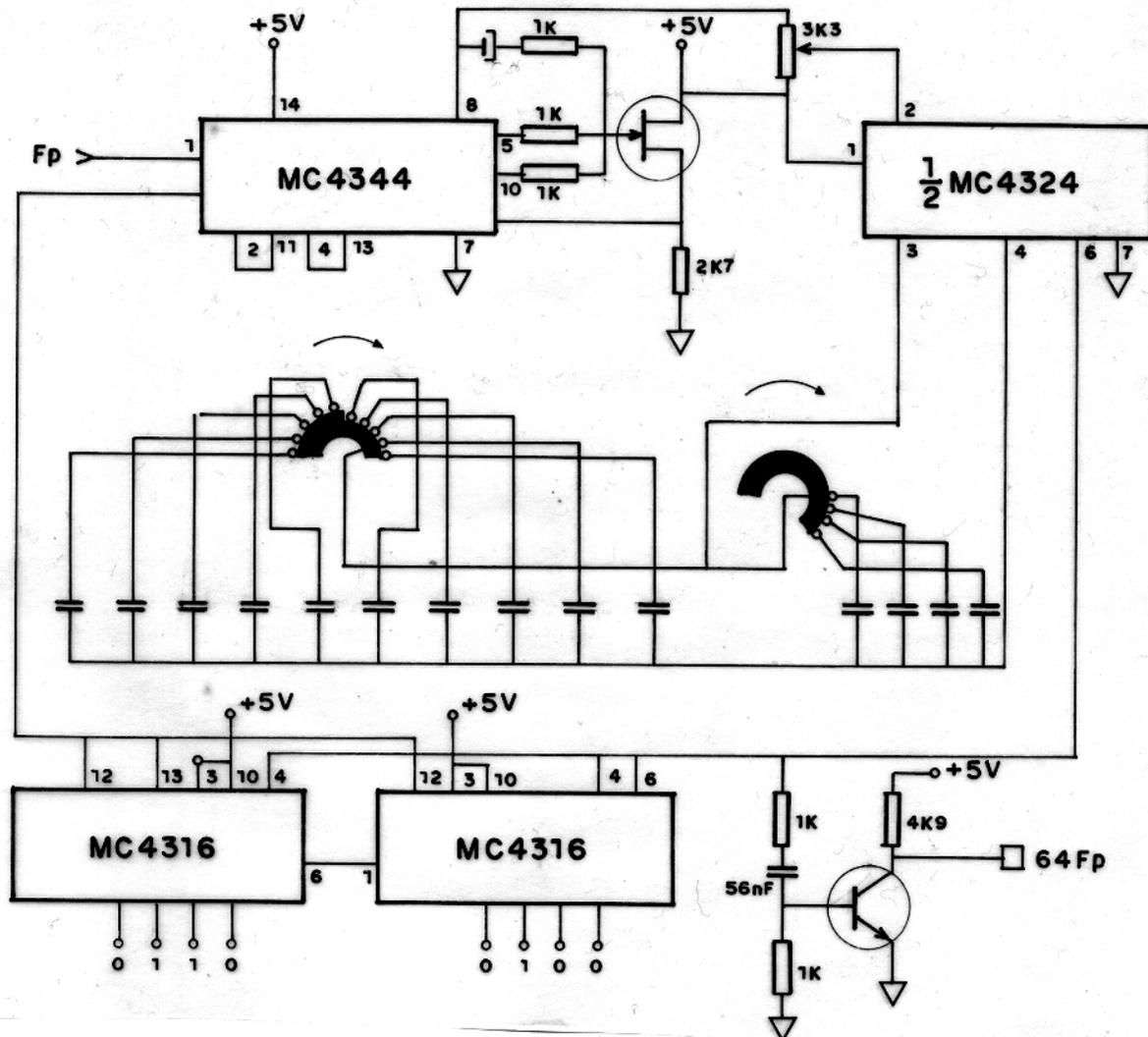


Fig. 20 - Circuito de multiplicação da frequência de precessão.

A saída do multivibrador, levada aos dois divisores, é também, aplicada à porta p4. A porta é comandada pela base de tempo e sua resposta será um número de pulsos da frequência ( $64 \times f_p$ ) que passam para o contador durante o período de contagem.

O divisor por 64 foi feito por dois divisores programáveis MC 4016.

### 3.6 Modo Contagem e Base de Tempo

Na saída do PLL tem-se a frequência de precessão multiplicada por 64. Então, conforme se viu na seção 3.1.8, o tempo de contagem será fixo e igual a

$$t_c = \frac{23,4874}{64} = 0,3669906 \text{seg.}$$

Para que esse tempo seja conseguido é necessário uma base de tempo com oscilador de frequência acima de um megahertz para garantir a precisão em cada unidade de microssegundo em  $t_c$ . Além disso, o oscilador deve ser controlado a cristal para assegurar a estabilidade.

A frequência do cristal deverá ser um múltiplo inteiro do inverso de  $t_c$ . Esse múltiplo será uma potência de dois ou de dez, exatas, ou a combinação de ambas. A razão de escolha do fator reside na facilidade de execução do circuito gerador de um pulso cuja duração é, exatamente, um período da frequência do cristal dividida por aquele fator escolhido.

A frequência cristal pode ser então;

$$f_x = \frac{1}{t_c} \times 2^m \quad \text{ou} \quad (68a)$$

$$f_x = \frac{1}{t_c} \times 10^n \quad \text{ou, ainda} \quad (68b)$$

$$f_x = \frac{10^n \times 2^m}{t_c} \quad (68c)$$

Escolheu-se o seguinte fator:  $2^{20}$

Com isso, o cristal será tal que

$$f_x = \frac{1}{t_c} \times 20^{20} = \frac{20^{20}}{0,3669906} = 2\,857\,228,3 \text{ Hz}$$

O cristal usado tem uma frequência, ligeiramente diferente;

$$f_{x0} = 2\,857\,220 \text{ Hz, nominalmente.}$$



Então, o período de contagem é:

$$t_{c_0} = \frac{2^{20}}{f_{x_0}} \quad 0,3669917 \text{ seg}$$

A diferença no período é de 1,1  $\mu$ s o que para um contador de 5 digitais representará um erro de +0,0003%, no dígito menos significativo do contador. Disto se conclui que a precisão de 1 gamma do campo magnético está garantida.

O oscilador foi realizado com uma porta lógica NOU (P1, fig.21) polarizada em sua região ativa e não representa carga para o cristal. Os capacitores C59 e C60 acrescentam uma reatância capacitiva ao cristal para tornar sua resposta bem estreita e, assim, assegurar a estabilidade do oscilador. Uma porta NOU (P2) é acrescentada, como inversor, para acoplar o oscilador aos divisores. O circuito do oscilador é mostrado na fig.21.

Para dividir por  $2^{20}$ , usou-se uma cascata de cinco contadores binários de quatro bits, de modo que cada um divide por  $2^4$  (fig.21). A resposta do último contador é invertida (Porta P3) e levada a entrada de relógio (clock) de dois flip-flops JK (FF3 e FF4), os quais mudam de estado a cada descida na saída do inversor (Ps). Deste modo, cada um dos flip-flops 3 e 4 atua como um divisor por dois e, cada um dá na sua saída normal (Q) um pulso cuja duração é, exatamente, o período da frequência resultante, após a divisão por  $2^{20}$ . Esta operação é mostrada na figura 22.

A saída complementar ( $\bar{Q}$ ) do flip-flop 3 vai comandar a operação da porta lógica NOU (P4), a qual recebe, pela sua outra entrada, a resposta do PLL ( $64 \times f_p$ ). A saída desta porta é levada aos contadores decimais (CI14 a CI18, fig.23.).

As duas saídas do flip-flop 4 são utilizadas. A complementar ( $\bar{Q}$ ) vai aos decodificadores (CI19 a CI23, fig.23) para comandar suas memórias; com isso, no fim da contagem, o valor contado em BCD (dado pelos contadores) fica armazenado nos decodificadores. A saída normal ( $\bar{Q}$ ) do FF4 excita um transistor que tem como carga de coletor um diodo emissor de luz. Assim, esse diodo acende enquanto ocorre a contagem (fig.21.).

O contador é uma seqüência de cinco contadores decimais (CI 14 a CI 18) do tipo 74C90. Esses contadores entram em operação somente durante a recepção do sinal de precessão e contam os pulsos que passam pela porta P4.

A saída dos contadores é lançada aos decodificadores (CI 19 a CI 23) do tipo CD 4511B, a à unidade de saída BCD.

Os mostradores DP1 a DP5 são de sete segmentos de diodos emissores de luz, cátodo comum, do tipo FND 7015. O brilho dos mostradores foi feito constante através dos resistores de  $470\Omega$  em série com as saídas dos decodificadores.

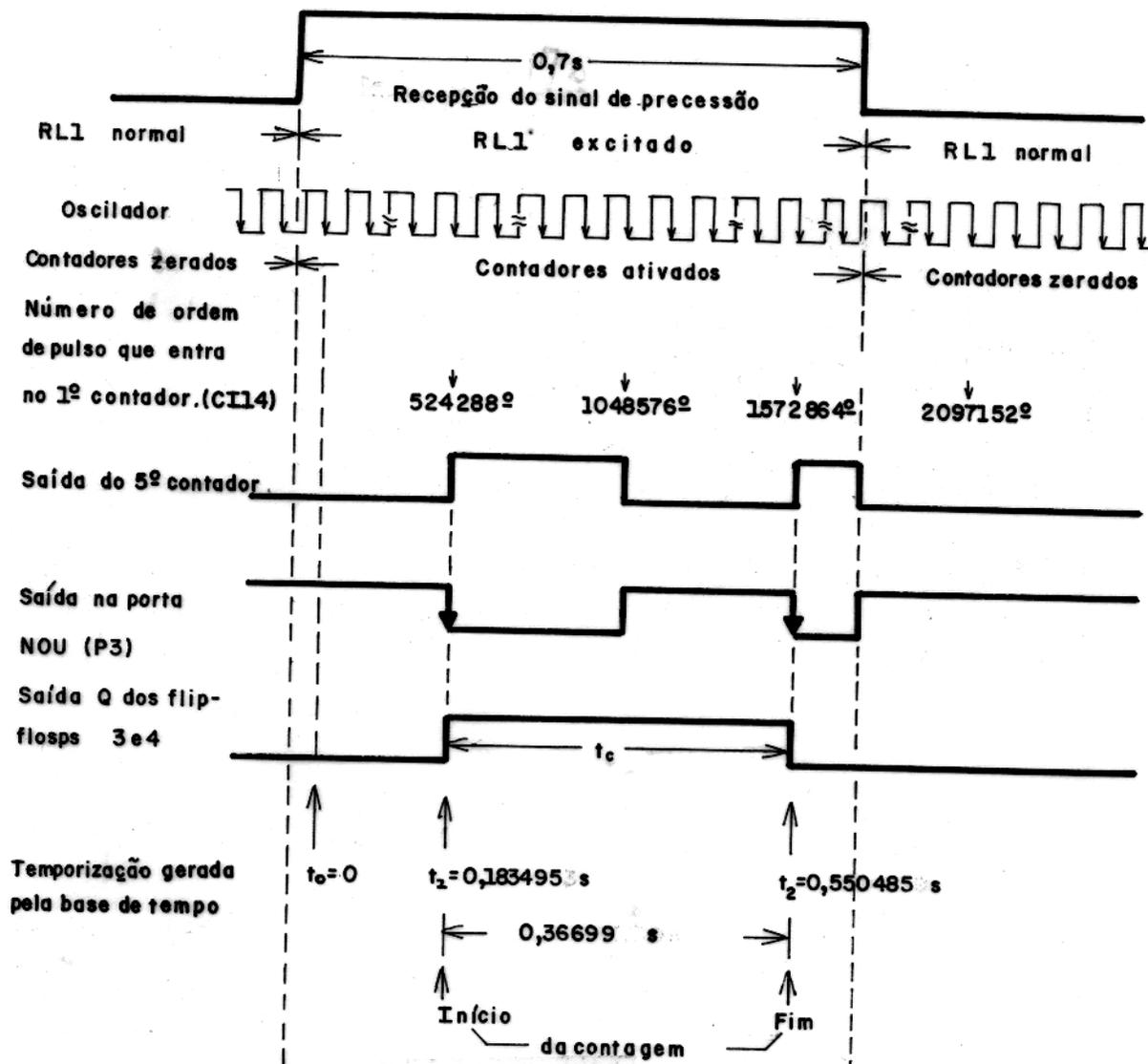


Fig.22 - Diagrama de operação da base de tempo

Os testes de laboratório para a base de tempo indicaram que o tempo de recepção do sinal de precessão poderia ter uma duração mínima de  $0,6s$ . Porém, um acréscimo de  $100ms$  foi adicionado por segurança. Assim, ficou determinado que o tempo de recepção do sinal de precessão seria de  $0,7s$ . Deste modo,

o tempo de contagem ocorre com seus extremos quase que equidistantes dos extremos do período de recepção do sinal, como se pode ver na fig. 22.

### 3.7 O Programador

O programador é o circuito que controla a operação do magnetômetro. Fundamentalmente, cada medida de campo magnético - um ciclo da operação - tem dois instantes: (1) a polarização dos prótons do líquido no sensor e (2) a recepção do sinal de precessão. A polarização e a recepção ocorrem sequencialmente e de modo repetitivo, ou seja, após cada ciclo, outro se inicia.

Além de controlar a polarização e a recepção, outros comandos são gerados para zerar e liberar contadores, inibir e ativar a base de tempo e apresentar a resposta.

O circuito do programador é mostrado na figura 24 e a figura 25 dá uma visão da sua operação através de um diagrama de sinais de comando. O controle é feito por flip-flops (FF1 e FF2) e circuitos combinacionais implementados com portas NE. A geração de tempo é feita através de pulsos com o temporizador LM 555 (CI 28), trabalhando no modo astável. A alimentação do temporizador foi feita igual a +5V para que sua resposta (A1) fosse compatível com os níveis lógicos das portas NE (TTL, baixo consumo) usadas no programador.

Ao ligar o instrumento (chaves S0, fig.26), a saída Q do FF2 fica no nível lógico "0", inibindo a operação do astável A1.

Se a chave S3 está na posição C-M; C'-M' e a operação é manual. Então a partida é feita por um toque momentâneo em S1 e, após o número de medidas desejado, a chave S2 pode ser acionada para inibir a operação.

O toque em S1 gera um pulso em Q do FF1. Esse pulso leva Q do FF2 ao nível "1". Nisso, A1 passa a funcionar.

O sinal de A1 (fig. 25) tem um período de 3 segundos, sendo 2,3s em nível alto (carga do 555) e 0,7s em nível baixo (descarga). Na seção 4.3 vê-se a razão dessa escolha.

Durante o estado alto de A1 a porta P8 (porta NE, coletor aberto) fica no estado "0" e põe o transistor T4 em sa-

turação. Nesse momento, o relé RL1 não está excitado e a corrente de coletor de T4 passa para a bobina do sensor, ocorrendo a polarização.

A corrente de polarização é controlada pelo resistor R61 na base de T4. São os seguintes os valores da operação de T4.

- Voltagem do emissor para o coletor

$$V_{EC} = 3,6 \text{ Volts}$$

- Voltagem do coletor à massa

$$V_c = 8,4 \text{ Volts}$$

- Carga no coletor

$$R_L = R_s = 12\Omega, \text{ RS é a resistência série da bobina do sensor.}$$

- Corrente de coletor (=corrente de polarização)

$$I_c = I_p = 8,4V/12\Omega = 0,7A$$

Quando A1 vai para "0", a saída de P8 (A1\*) sobe para ~12volts e T4 entra em corte cessando a polarização.

Os diodos D5, D6 e D7 servem de proteção contra o retorno da corrente.

As portas P5, P6 e P9 fazem uma combinação dos sinais Q(FF2) e A1 de tal modo que os sinais C e D na saída de P5 e P9, respectivamente, acompanham o sinal A1 a partir de sua primeira subida.

O sinal C é levado aos divisores e flip-flops da base do tempo e, aos contadores decimais. Se C é "1" a base de tempo está inibida e os contadores decimais zerados. Se C é "0" a base de tempo é ativada e os contadores ficam liberados.

O sinal D é levado a comandar o transistor T5, o qual tem no circuito de emissor o relé RL1. Portanto, após A1 entrar em operação, T5 entra em saturação enquanto A1 for "0". Então, nesse instante, o relé comuta e ocorre a recepção do sinal de precessão. Quando A1 vai a "1" o relé volta a sua posição normal e nova polarização se inicia, e assim por diante. Esta operação pode ser parada se S2 é pressionada; a saída Q de FF2 vai a "0", inibindo A1.

O sinal E na porta P7 é levado a uma entrada dos decodificadores, para controlar os mostradores. Se E está em "0"

os mostradores ficam apagados e se E está em "1" o valor da contagem armazenada nos decodificadores é lançado aos mostradores. Pode-se observar que os mostradores somente acenderão após cada medida ser completada e permanecem brilhando enquanto ocorre a polarização da medida seguinte. Portanto, a resposta pode ser lida num espaço de 2,3 segundos e a cada 3 segundos.

Com o que se viu, se o magnetômetro operar continuamente, ter-se-á uma taxa de amostragem igual a 20 medidas por minuto.

Outra modalidade de operação, ainda com S3 na posição de operação manual, pode ser usada para se conseguir tempos de polarização e recepção diferentes do estabelecido e tão longos quanto se deseje. Isto é feito, colocando-se a chave ST, interna, para a posição T (fig.24). Assim, a operação é controlada pela chave S1 do FF1.

Então, acionando S1, se

$Q(FF1) = "1"$ ; ocorre a polarização

$Q(FF1) = "0"$ ; ocorre a recepção.

Esta possibilidade foi adicionada no circuito do programador para que fosse possível observar o sinal de processão em toda a sua duração. Isto torna possível medir a constante de decaimento do sinal ( $T'_2$ ) com maior segurança.

Uma terceira modalidade de operação é possível através de controle remoto. Nesta, a chave S3 vai para a posição (C - A; C' - A') e, os comandos para ligar e desligar o instrumento, dar partida e parar devem ser gerados externamente. O número de medidas a executar pode ser estipulado contando o número de descida ("1" → "0") do sinal B.

A unidade de controle remoto deverá ter: Um relógio, o qual ligado a um comutador execute a operação de S0 a cada período de tempo desejado; Um circuito que simule a ação de FF1; Um contador programável, para contar N pulsos do sinal B (onde N ou N-1 é o número de medidas desejado a cada período). Quando o contador chega em N, a operação do magnetômetro deve ser inibida e o aparelho desligado.

Uma unidade de controle remoto como esta pode ser projetada de várias maneiras e com muita facilidade. A única exigência é que os comandos para o programador devem ser compatí

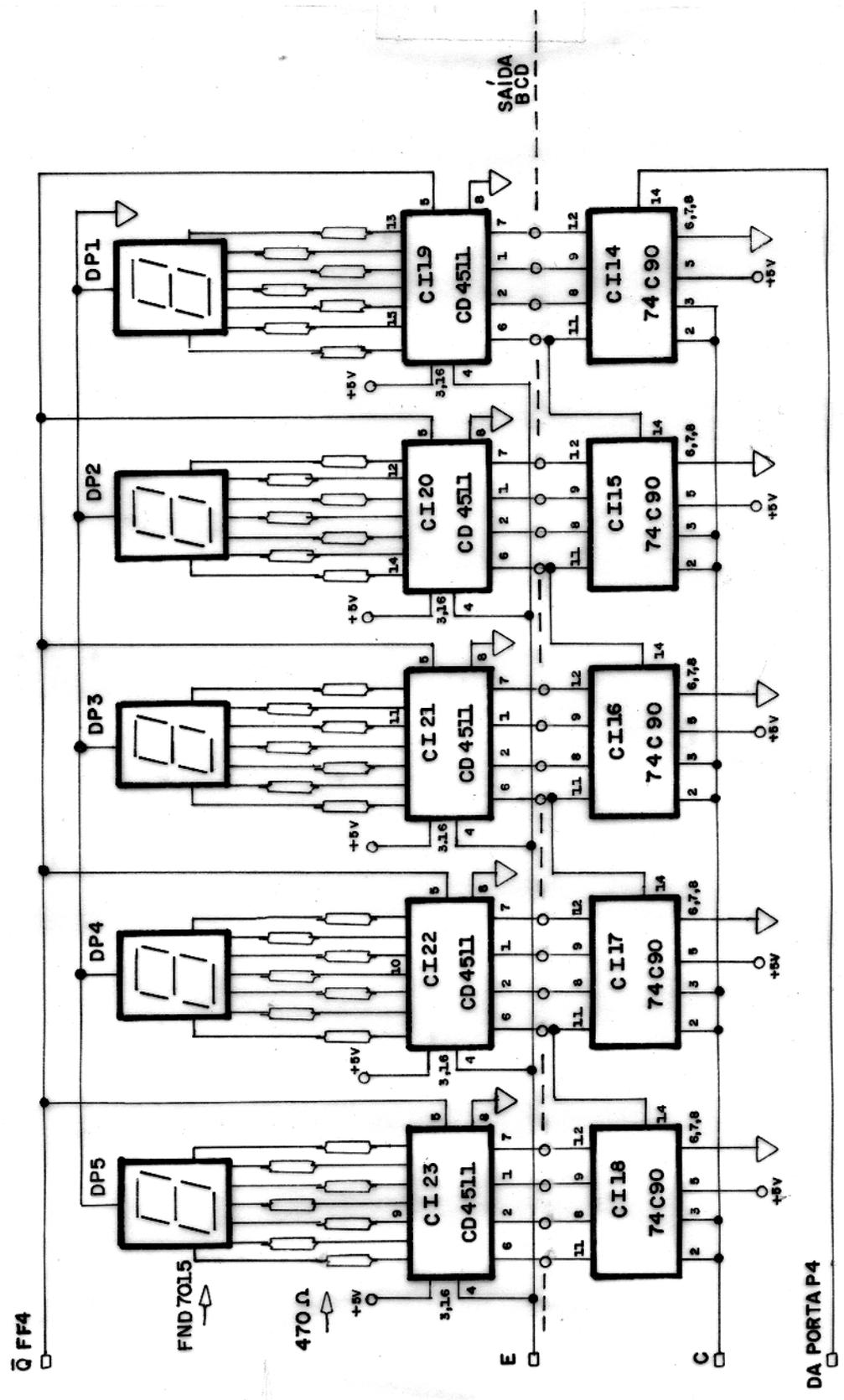


Fig. 23 Circuito dos contadores decimais, decodificadores e displays, onde é mostrado o valor direto do campo em gammas.

*substitua os  
resistores*

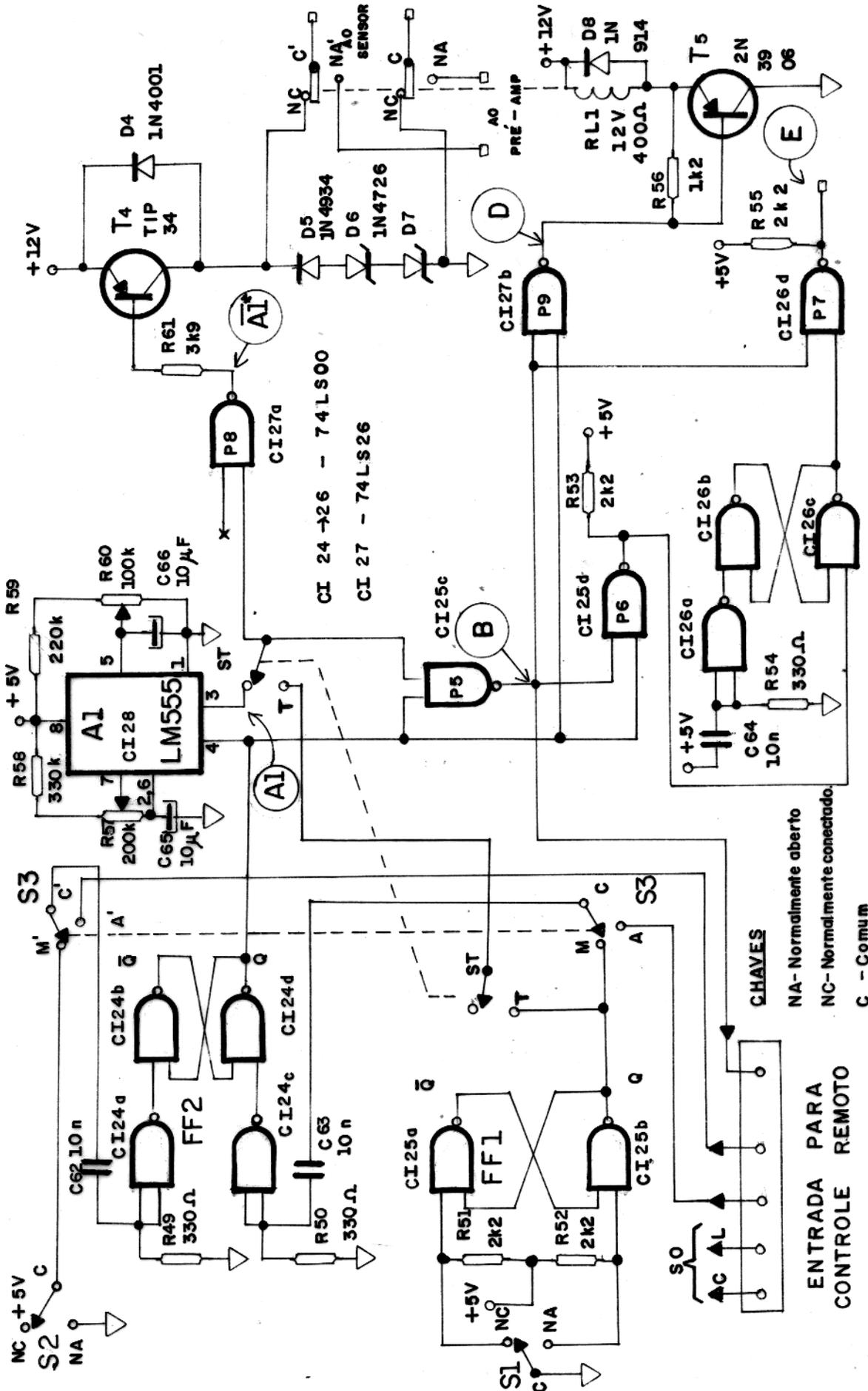


Fig. 24 - Circuito do programador

C - Comum

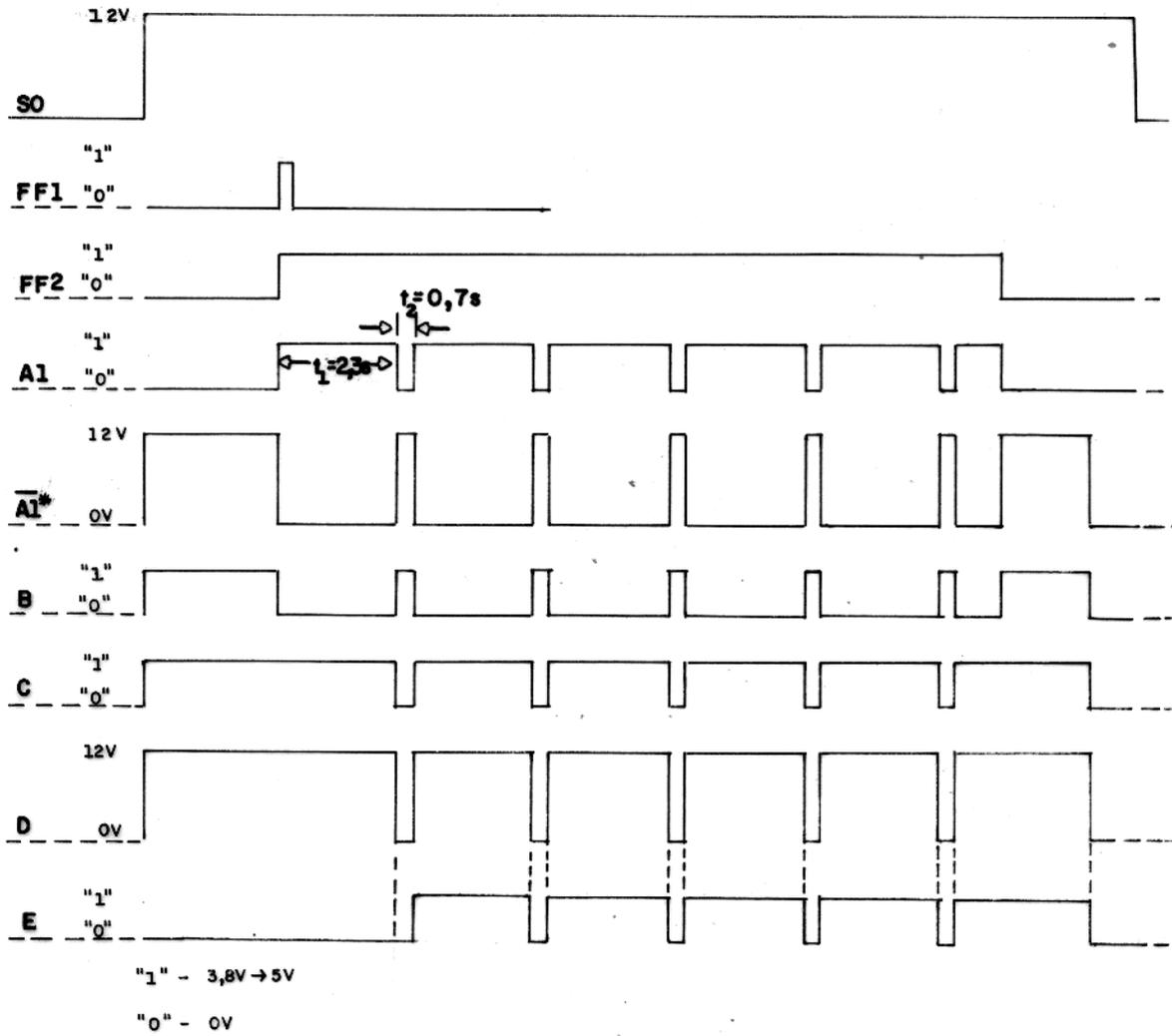


Fig. 25 Funcionamento do programador

veis com a lógica TTL.

Com esta modalidade de operação o magnetômetro pode monitorar o campo magnético de modo automático. Isto se aplicaria a uma base magnética. A resposta seria tomada na saída BCD dos contadores.

### 3.8 Fonte de Alimentação

Para o funcionamento do aparelho fez-se uma fonte de alimentação simples (fig.26) a partir de 12V dados por oito pilhas alcalinas (1,5V) tamanho D, que podem ser acondicionadas dentro da embalagem do instrumento. Também é possível o uso interno de 10 pilhas recarregáveis de Ni-Cd (1,25V) ou, externamente, dois acumuladores de 6V (6V+6V; 6Ah).

A fonte primária é ligada diretamente aos circuitos de polarização (T4) e comutação (RL1). Para os circuitos analógicos há uma derivação de +10V estabilizada por um regulador série. Para os circuitos digitais, a saída de +5V é dada por um regulador em circuito integrado (CI28) do tipo 7805.

O pico de corrente ocorre quando os mostradores apresentam a resposta, porque, após a primeira leitura, a polarização e o acendimento dos mostradores ocorrem simultaneamente. Nesse período a corrente sobe para quase 950mA e, fora dele, apenas 70mA é absorvido.

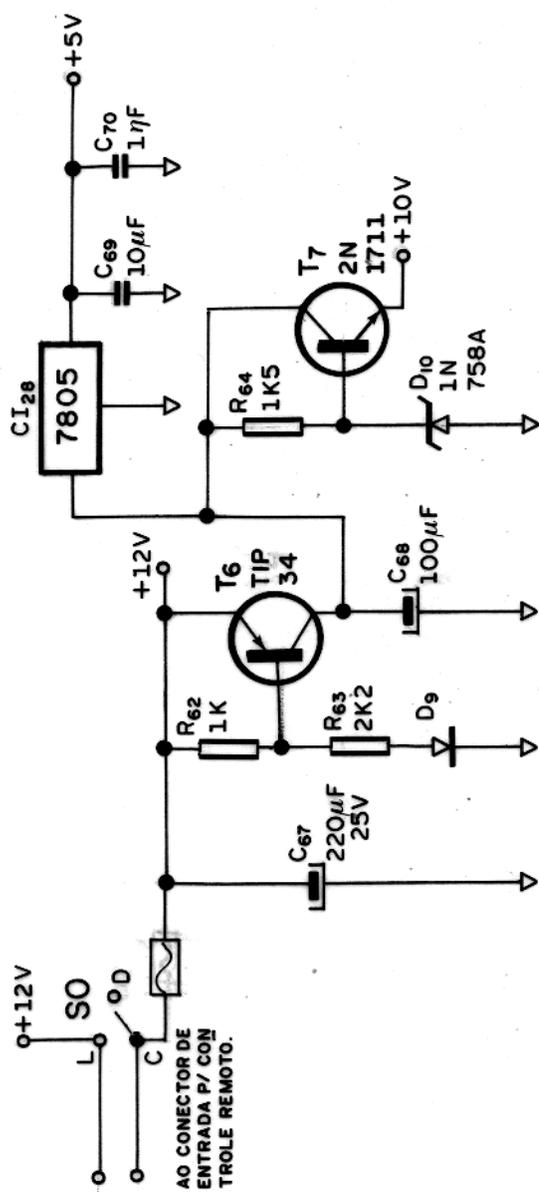


Fig. 26 - Circuito da fonte de alimentação.

#### 4 TESTES DE VERIFICAÇÃO DO DESEMPENHO

Aqui são descritos os testes realizados em laboratório e no campo.

##### 4.1 Testes das Etapas de Amplificação (Testes de laboratório)

O ganho de amplificação foi avaliado conforme o esquema da figura 22. Com o transformador TRx, o gerador de funções ficou isolado do circuito em teste e sua impedância de saída ( $50\Omega$ ) modificou-se para  $560\Omega$ . No secundário do transformador a voltagem  $V_2$  foi aplicada ao atenuador de  $560\Omega + 0,56\Omega$ , dando uma voltagem  $V_e$  sobre o resistor de  $0,56\Omega$  em baixo nível para simular o sinal de precessão, sendo

$$V_e = \frac{V_2}{1000} = \frac{3,35V_G}{1000}$$

No esquema, o resistor de  $0,56\Omega$  está em série com a Bobina ( $R_s = 12\Omega$ ), mas seu valor não afeta o Q do circuito de entrada do conjunto em teste.

A resposta amplificada foi tomada na saída do amplificador (CI3). O ganho do conjunto que envolve o Q do circuito de entrada é mostrada na tabela 6. O cálculo do ganho foi feito para a frequência central de cada uma das 14 faixas.

Como se pode observar na tabela 6, o ganho é de crescente para maiores frequências, mas isto não foi corrigido porque a amplitude do sinal de precessão deve aumentar com a frequência (eq. 39) para um mesmo sensor e tempo de polarização.

O ruído introduzido foi avaliado tomando a resposta na saída do amplificador posterior (pino 6, CI2). Considerando o ganho, o máximo nível de ruído introduzido é cerca de  $135nV$ . Isto está de acordo com o cálculo feito para o ruído na seção 3.3.1.

##### 4.2 Previsão da amplitude do Sinal

Nesta seção são introduzidos os parâmetros já obtidos na equação do sinal de precessão para uma comparação com os valores obtidos nos testes de observação do sinal.

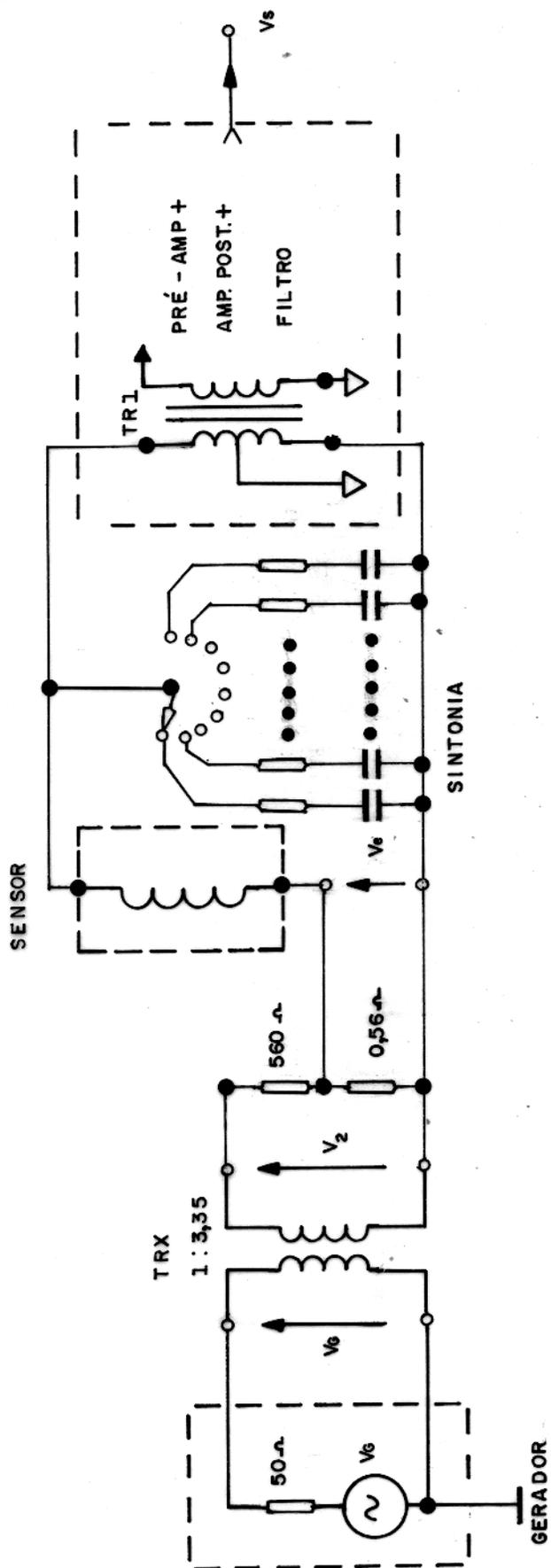


Fig.27 - Esquema para determinação do ganho do amplificador.

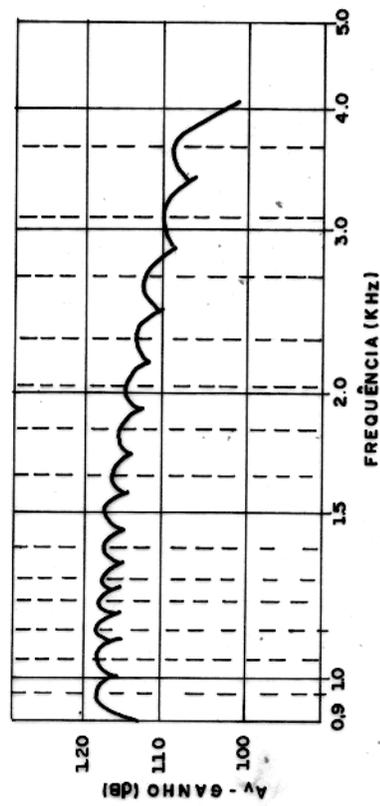


Fig.28 - Resposta em frequência do amplificador.

Tabela 6 - Ganho de Amplificação

FAIXA	fo (Hz)	GANHO (dB)
1	970	118,23
2	1048	118,11
3	1113	118,05
4	1203	117,98
5	1284	117,13
6	1368	116,34
7	1508	115,63
8	1666	114,96
9	1832	114,90
10	2031	113,08
11	2301	112,03
12	2644	111,11
13	3096	110,24
14	3652	109,44

A equação completa para a amplitude do sinal de precessão em função do tempo  $t$  (sendo  $t=0$ , o fim da polarização) e, para um dado tempo de polarização  $t_p$  é, pela equação (16), (39) e (42):

$$e_{\text{(Volts)}} = 10^{-8} 4\pi N A \zeta W H_p (\text{sen}^2 \theta) \times [1 - \exp(-t_p/T_1)] [\exp(-t/T_2')] \text{sen} W t \quad (69)$$

Aplicando-se na equação (69) os valores dos parâmetros já estabelecidos, vem

$$e_{\text{(Volts)}} = 3804,237 \cdot f_{\text{(KHz)}} (\text{sen}^2 \theta) \times [1 - \exp(-t_p/T_1)] [\exp(-t/T_2')] \text{sen} W t \quad (70)$$

com  $N = 1344$  espiras

$$A = \pi (8,58/2)^2 \text{ cm}^2$$

$$\zeta = 0,692$$

$$H_p = 128(0,7) \text{ Oe}$$

#### 4.2.1 Amplitude Inicial

Considerando,

$$\text{Sen}^2 \theta = 1 \text{ e}$$

$$f(\text{KHz}) = 1,2 \quad (H_T = 28.185 \text{ gammas})$$

a amplitude inicial deverá ser:

$$e_{(\text{Volts})} = 4565,085 \cdot \chi \left[ 1 - \exp \left( -\frac{t}{T_1} \right) \right] \quad (71)$$

Para a avaliação da amplitude inicial por tempo de polarização construiu-se a curva para a água destilada e para o álcool isopropílico (propanol), mostradas na fig.29.

Para a água:

$$\chi = 3,314 \times 10^{-10}$$

$$T_1 = 3,2 \text{ s (Tab.3)}$$

Para o propanol:

$$\chi = 3,12 \times 10^{-10}$$

$$T_1 = 2,0 \text{ s (Tab.4)}$$

As curvas na figura 29 foram traçadas com tempos de polarização entre 0 e 15 segundos.

#### 4.2.2 Avaliação do Decaimento do Sinal

A constante de relaxação transversal  $T_2$  é dada na Tab. 4.

O amortecimento do sinal dado pela absorção de energia no sensor (equação 45) é aqui calculado pelas condições de teste:

$$H_p = 128 (0,7) \text{ Oe}$$

$$Q = 13,9 (4^{\text{a}} \text{ faixa de sintonia})$$

$$a) \text{ Para a água: } \tau = 20,83$$

$$b) \text{ Para o propanol } \tau = 22,15$$

Com isso, pela equação (46), a constante de decaimento do sinal deverá ser:

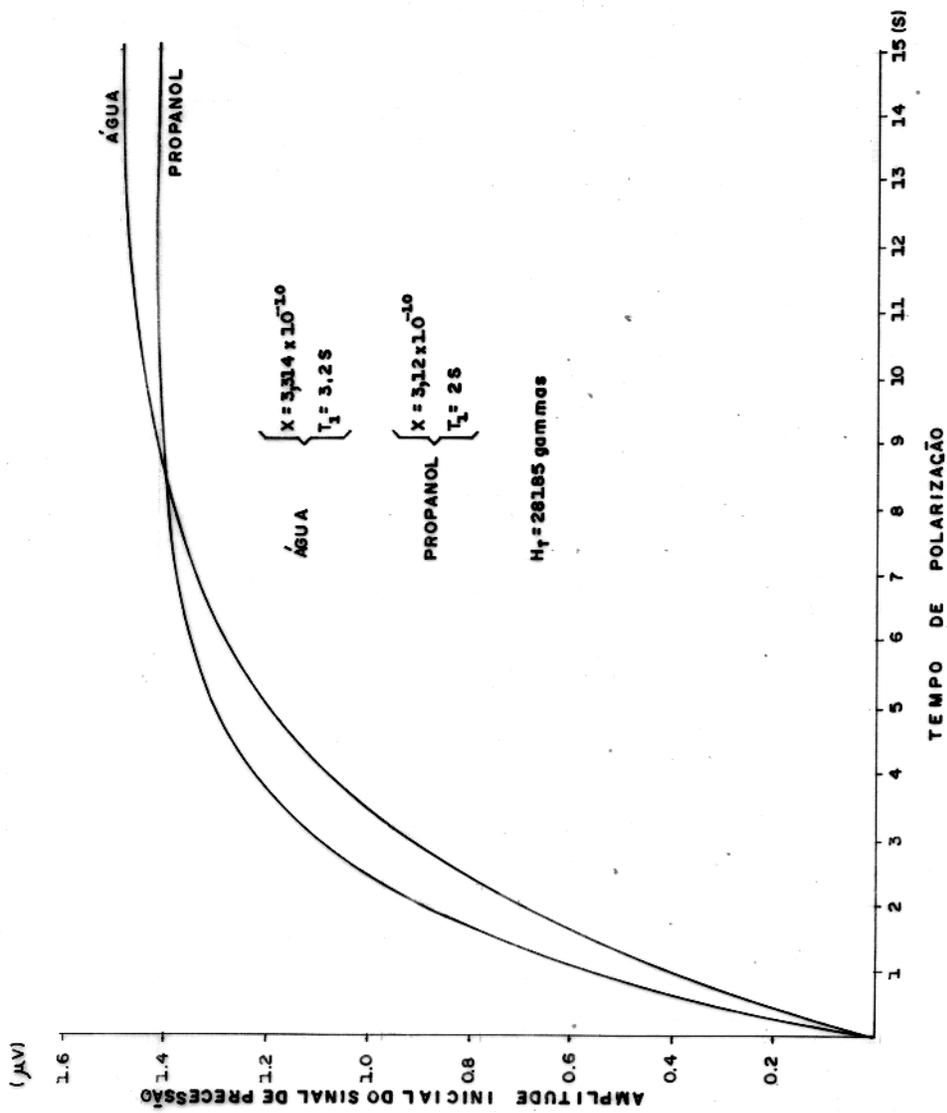


Fig29 — Amplitude inicial do sinal de processo em relação ao tempo de polarização.

$$T' \text{ (água)} = 1,9 \text{ s}$$

2

$$T' \text{ (propanol)} = 1,32 \text{ s}$$

2

#### 4.3 Testes de Campo - I

Em ambiente calmo do ponto de vista elétrico e magnético (nos arredores de Belém), foram efetuados testes de observação do sinal para diferentes períodos de polarização.

Para executar esses testes, o programador foi posto na posição de teste (chave ST, fig. 24) com um monostável entre o FF1 e a chave ST. No monostável selecionava-se diferentes larguras de pulso, dando assim, diferentes períodos de polarização. Os tempos de polarização usados foram: 2,3,4,6,8, 10 e 15 segundos.

Durante os testes, o sinal foi observado na tela de um osciloscópio (PM-3234, PHILIPS), provido de memória, sendo que a varredura horizontal era disparada no fim da polarização. Com a varredura de 0,2s/div, era possível observar o sinal durante 2 segundos.

As envoltórias do sinal, gravadas no osciloscópio são mostradas em (b) nas figuras 30 e 31, para a água e propanol, respectivamente. Em (a), mostram-se os valores de amplitude inicial em função do tempo de polarização, marcados com "X".

A curva de linha cheia em (a) nas figuras 30 e 31 foram traçadas para efeito de comparação, usando-se a equação (70) nas seguintes condições:

- 1)  $t = 0$
- 2)  $T_1$  - pela tab. 4
- 3)  $f$  (KHz) - frequência de precessão em KHz, correspondente ao valor médio do campo magnético local, durante os testes ( $H_T \approx 28090$  gammas) e,
- 4) multiplicadas pelo valor do ganho do amplificador nessa frequência.

Tomando-se os valores de amplitude em  $t=0,4s$  e  $t=1,6s$ , determinou-se a constante de tempo do decaimento do sinal, usando-se a forma geral do decaimento:

$$V(t) = V_0 \exp(-t/T'_2) \quad (72)$$

onde  $V_0$  é a amplitude inicial.

Com isso,

$$T'_2 = 1,2 / [\ln V(0,4) - \ln V(1,6)] \quad (73)$$

Os valores obtidos para  $T'_2$  com a equação (73) em cada curva envoltória em (b) nas figuras 32 e 33 são apresentadas nas tabelas 7 e 8.

Um valor médio para  $T'_2$  das tabelas 7 e 8 foi calculado de modo ponderado. Os pesos usados foram os tempos de polarização respectivos para cada curva envoltória.

Os valores calculados de  $T'_2$  na seção 4.2.2 são postos na tabela 10 para comparação com os valores médios obtidos.

Os mesmos testes realizados com água e propanol foram efetuados para um querosene sintético (K-10; Fisher Scientific). Os resultados obtidos são mostrados na figura 32 e nas tabelas 9 e 10.

Com esses testes, verificou-se que os três líquidos dão bom sinal a partir de 2s de polarização. No fim da contagem, a amplitude do sinal é sempre maior que 300mV (na saída do amplificador) sendo que o querosene dá o sinal de mais alta amplitude, mesmo com a menor constante de decaimento.

Deste modo achou-se conveniente tomar para o período de polarização.

$$t_p = 2,3s$$

Como já estava estabelecido um tempo de 0,7s para a recepção do sinal, cada ciclo de medida fica com duração de 3 segundos apenas.

A figura 33 apresenta o sinal obtido, na saída do amplificador, com os três líquidos e tempo de polarização de 2,3s.

A amplitude inicial é

Para água: 640mV

Para o propanol: 750mV

Para o querosene: 1.040mV

Considerando o ganho do amplificador em  $f=1196\text{Hz}$ , a amplitude inicial do sinal de precessão na bobina é:

1) Para a água: 0,8 $\mu\text{V}$

Tabela 7 - Determinação de  $T'_2$  (água)

tp	V(0,4)	V(1,6)	$T'_2$
(s)	(mV)	(mV)	(s)
2	470	240	1,785
3	580	290	1,731
4	690	330	1,627
6	820	400	1,672
8	860	420	1,674
10	920	480	1,844
15	940	490	1,842

Tabela 8 - Determinação de  $T'_2$  (propanol)

tp	V(0,4)	V(1,6)	$T'_2$
(s)	(mV)	(mV)	(s)
2	490	180	1,198
3	650	250	1,256
4	710	270	1,241
5	770	300	1,273
8	800	310	1,266
10	820	315	1,254
15	830	320	1,259

Tabela 9 - Determinação de  $T'_2$  (querosene)

tp	V(0,4)	V(1,6)	$T'_2$
(s)	(mV)	(mV)	(s)
2	650	230	1,155
3	670	270	1,145
4	860	310	1,176
6	930	330	1,158
8	940	335	1,163
10	950	340	1,167
15	950	340	1,167

2) Para o propanol:  $0,95\mu\text{V}$

3) Para o querosene:  $1,3\mu\text{V}$

Tabela 10 - Valores de  $T_2'$  calculado e obtido

	calc. (s)	média obtida (s)
água	1,9	1,766
propanol	1,32	1,257
querosene	-	1,164

Pode-se dizer que os valores obtidos dos itens (1) e (2) estão dentro do esperado, se comparados com a fig.29.

A taxa  $V(\%)$  do decaimento do sinal até o fim da contagem ( $t-t_2$ , fig.33) é, pela equação (72):

$$v(\%) = 100\% \exp(-t_2/T_2')$$

1) Para a água:

$$V(\%) = 100 \exp(-0,550485/1,766) = 73,22\%$$

2) Para o propanol

$$V(\%) = 100 \exp(-0,550485/1,257) = 64,54\%$$

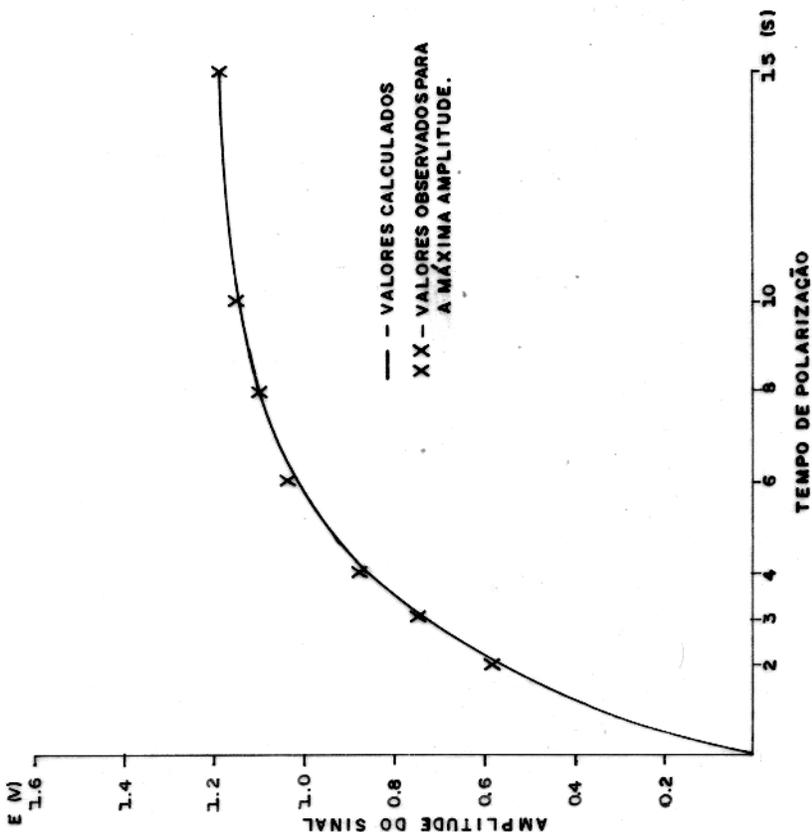
3) Para o querosene

$$V(\%) = 100 \exp(-0,550485/1,164) = 62,32\%$$

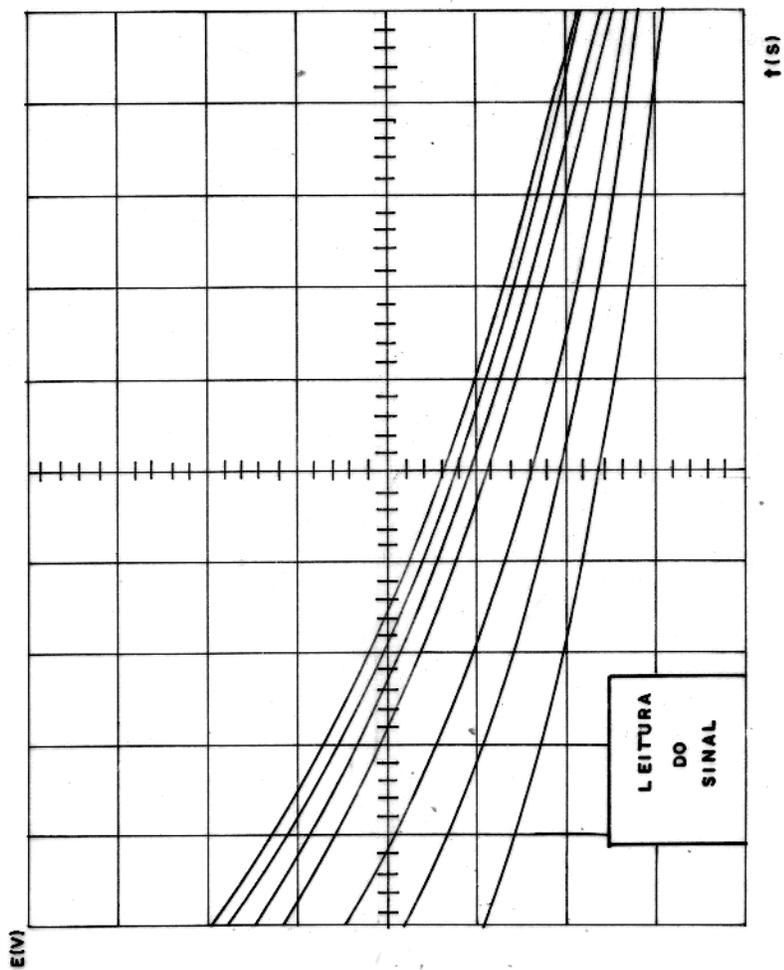
Na figura 33, observa-se que o sinal obtido com querosene no sensor tem amplitude, no fim da contagem, aproximadamente igual à amplitude inicial obtida com a água.

O sinal com o propanol tem valor inicial intermédio mas, no fim da contagem, sua amplitude já desceu para quase o valor da amplitude obtida com a água, nesse mesmo instante. Então, o querosene é o líquido mais indicado porque pode garantir melhor relação sinal/ruído e, conseqüentemente, oferecer maior tolerância para o gradiente no campo a medir.

Acredita-se que os resultados obtidos nesta fase de testes atendem aos objetivos deste trabalho, uma vez que os dados experimentais estão de acordo com aqueles teóricos previamente calculados.

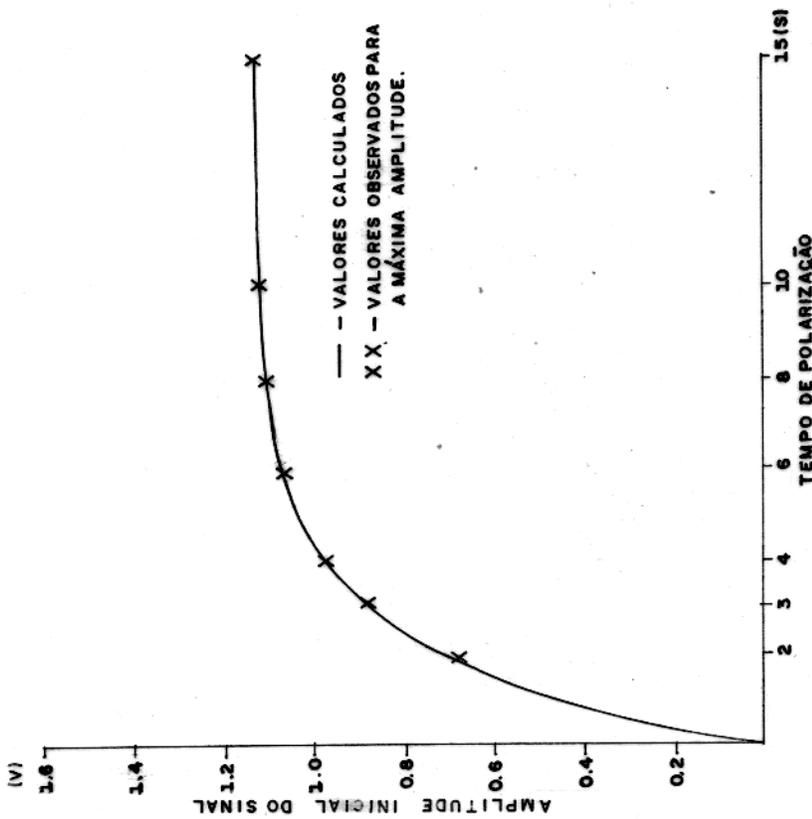


(a) Amplitude inicial do sinal (após amplificação) em relação ao tempo de polarização.

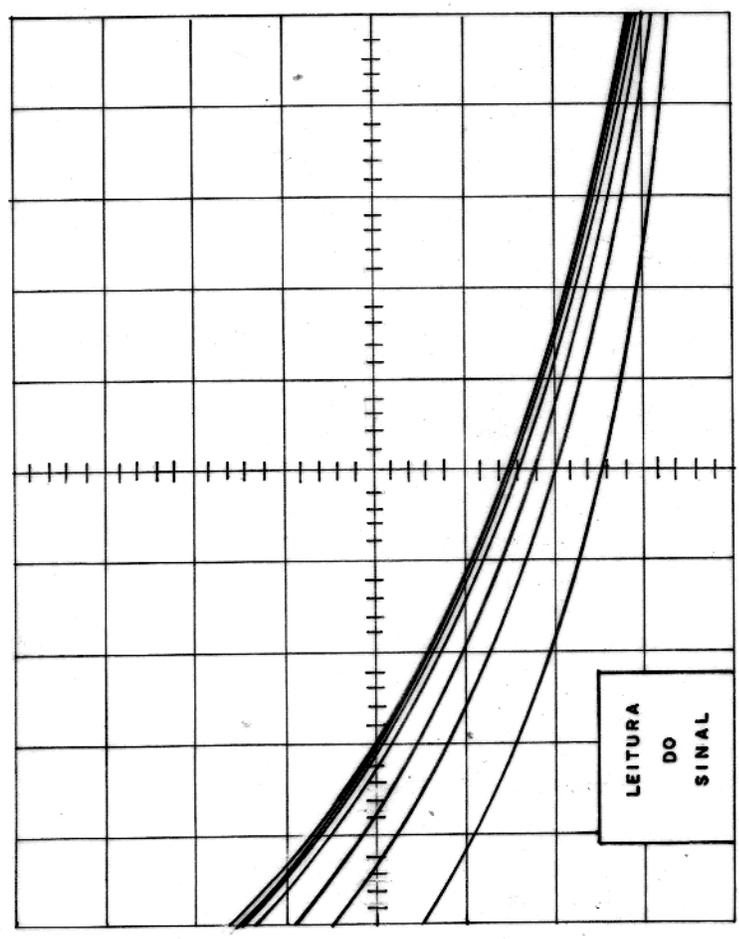


(b) Envolvente do sinal observado no osciloscópio; Horizontal: 0,2 s/div. Vertical: 0,2 v/div.

Fig 30 - Resultados obtidos com a água.

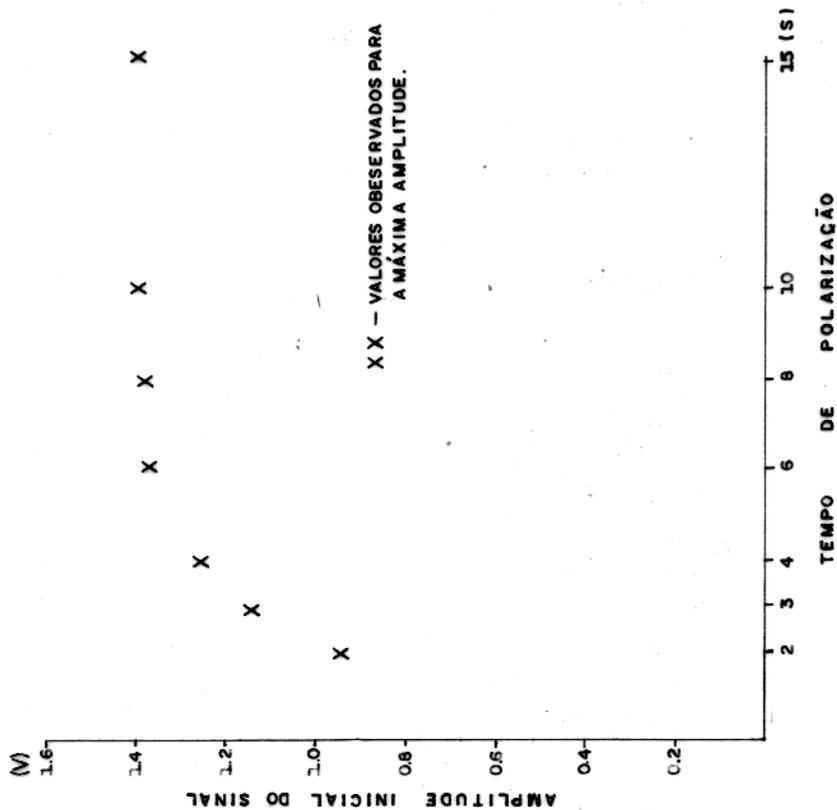


(a) Amplitude inicial do sinal (após amplificação) em relação ao tempo de polarização.

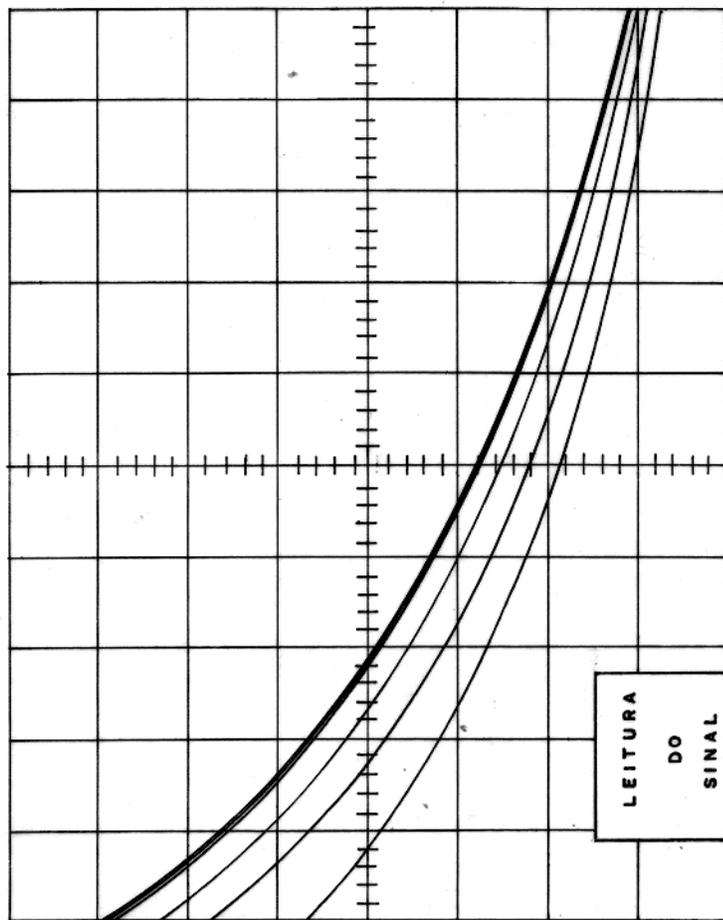


(b) Envolvória do sinal observado no osciloscópio; Horizontal : 0.2 s/div Vertical : 0.2 V/div.

Fig.31 — Resultados obtidos com o propanol.



(a) Amplitude inicial de sinal (após amplificação) em relação ao tempo de polarização.



(b) Envoltória do sinal observado no osciloscópio; Horizontal: 0.2 s/div. Vertical: 0.2 v/div.

Fig.32 — Resultados obtidos com querosene sintético.

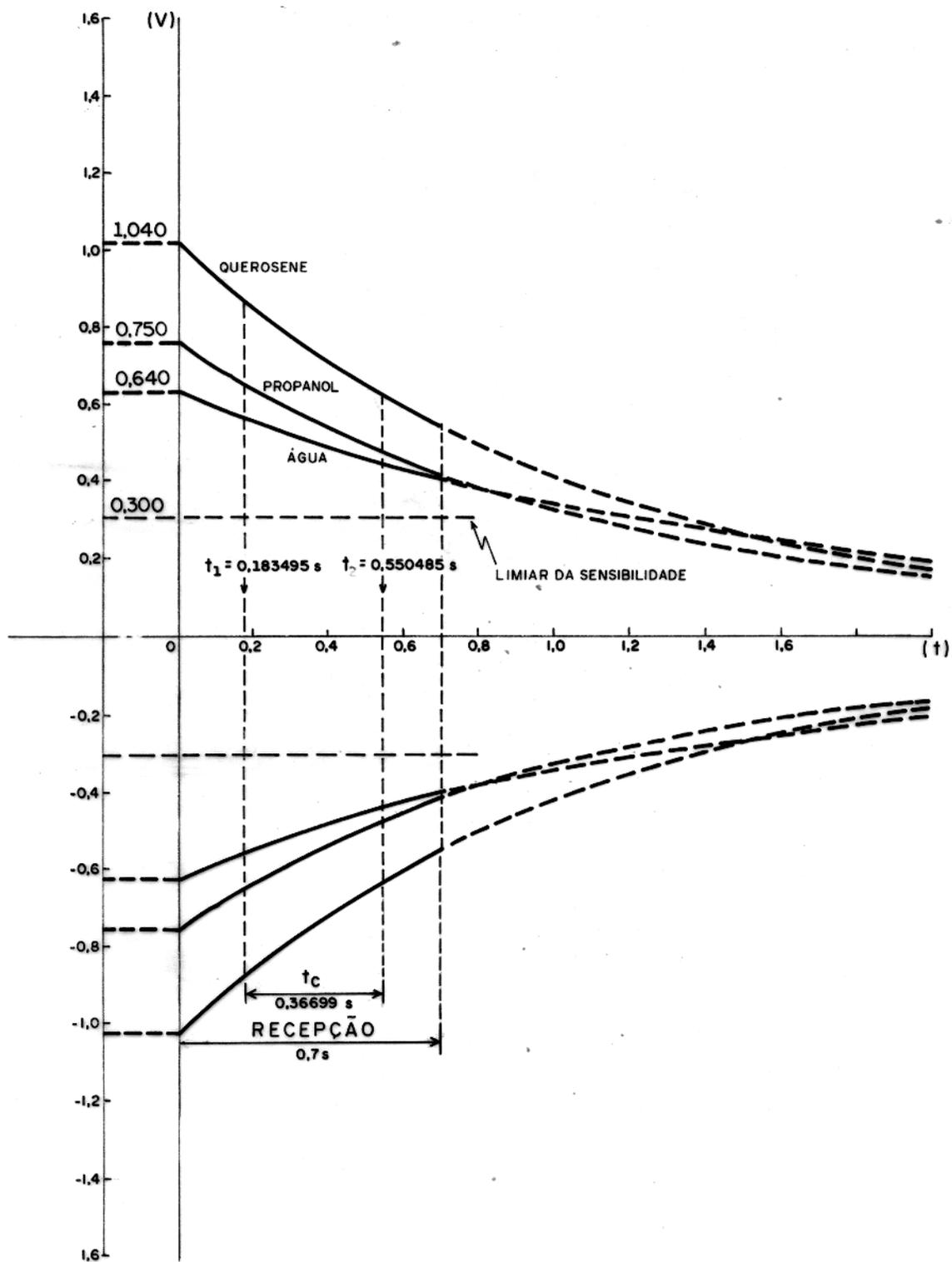


Fig. 33 - Comparação dos sinais obtidos para a água, propanol e querosene para um tempo de polarização de 2,3 s.

#### 4.4 Testes de Campo II

Com o protótipo já completamente constituído pas sou-se aos testes de operação de campo.

Em comparação com outros magnetômetros foram rea l izadas várias curvas de variação diurna do campo magnético to tal.

A tabela 11 mostra a monitoração do campo magné t ico em Belém, no campus da UFPA, pelo protótipo e um magnetôme t ्रो GP-70 da McPhar. Considerando-se uma precisão de 1 gamma, no ta-se bom desempenho do protótipo.

Outros testes foram realizados em um sítio ar q ueológico denominado Teso dos Bichos, na Ilha do Marajó, duran te um trabalho de aplicação de métodos geofísicos à arqueologia.

O sítio Teso dos Bichos localiza-se 4km a norte de Retiro Taperebá, da Fazenda Santa Maria, no município de Ca ch oeira do Arari, na Ilha do Marajó. Geologicamente, a área está situada na planície de campos naturais da Ilha.

Os dados de variação diurna do campo magnético , no Teso dos Bichos, obtidos com o protótipo nos dias 8,10 e 19 de agosto/83 e 3 e 4 de outubro/83, são apresentados nas figuras 34 a 38. Os valores do campo magnético foram obtidos a cada três minutos.

Para a comparação foi usado um magnetômetro G-816, Geometrica, localizado a cinco metros do protótipo, com leitura a cada seis minutos. Também são apresentadas as curvas de campo total obtidas (por cálculo) a partir das curvas das componentes horizontais e verticais, para aqueles mesmos dias, no Obser v atório Magnético de Tatuoca.

Os dados originais de Tatuoca são apresentados nos anexos 1 a 5 (reduzidos de 65%). E, os valores de linha de base e de escalas das curvas são apresentados no pedido de magne t ogramas no anexo 6.

Os dados obtidos no Teso dos Bichos aparecem com linha de base mais alta do que os calculados de Tatuoca, devido ao desnível regional magnético - A Ilha de Tatuoca dista, em linha reta, 135 km do Teso. Mas como se observa, as curvas se g uem a mesma forma. E, principalmente, a comparação dos d ados obtidos no Teso dos Bichos indica bom desempenho do protótipo ,

para uma precisão de um gamma.

Tabela 11 - Monitoração do Campo Magnético em Belém-Campus/UFPA (01.08.83).

HORA	Valor do Campo (gamma)	
	PROTÓTIPO	GP-70
09:10	27.994	27.994
15	97	96
20	98	98
25	28.000	99
30	28.000	99
35	28.001	28.002
40	02	02
45	04	04
50	07	06
55	07	07
10:00	07	08
05	11	10
10	11	10
15	12	13
20	12	13
25	14	14
30	14	14
35	18	19
40	18	18
45	21	23
50	25	26
55	29	31
11:00	30	29
05	26	27
10	27	27
15	26	27
20	29	28
25	27	27
30	26	27
35	28	29
40	29	30
11:45	28.027	28.028

Continua ...

Tabela 11 - Continuação

HORA	Valor do Campo (gamma)	
	PROTÓTIPO	GP-70
11:50	28.027	28.028
55	29	28
12:00	28	27
05	29	29
10	28	28
15	29	30
20	30	31
25	31	30
30	31	30
35	30	29
40	31	30
45	32	33
50	31	32
55	32	33
13:00	34	35
05	34	33
10	33	34
15	33	31
20	30	30
25	30	31
30	31	31
35	30	30
40	29	29
45	28	29
50	29	31
55	30	31
14:00	27	28
05	29	28
10	26	27
15	25	26
20	25	26
25	25	25
30	24	25
14:35	28.024	28.023

Continua ...

Tabela 11 - Continuação

Valor do Campo (gamma)		
HORA	PROTÓTIPO	GP-70
14:40	28.022	28.021
45	20	20
50	19	19
55	19	17
15:00	14	17
05	16	15
10	16	16
15	16	15
20	16	14
25	16	15
30	16	14
35	15	13
15:40	28.013	28.011

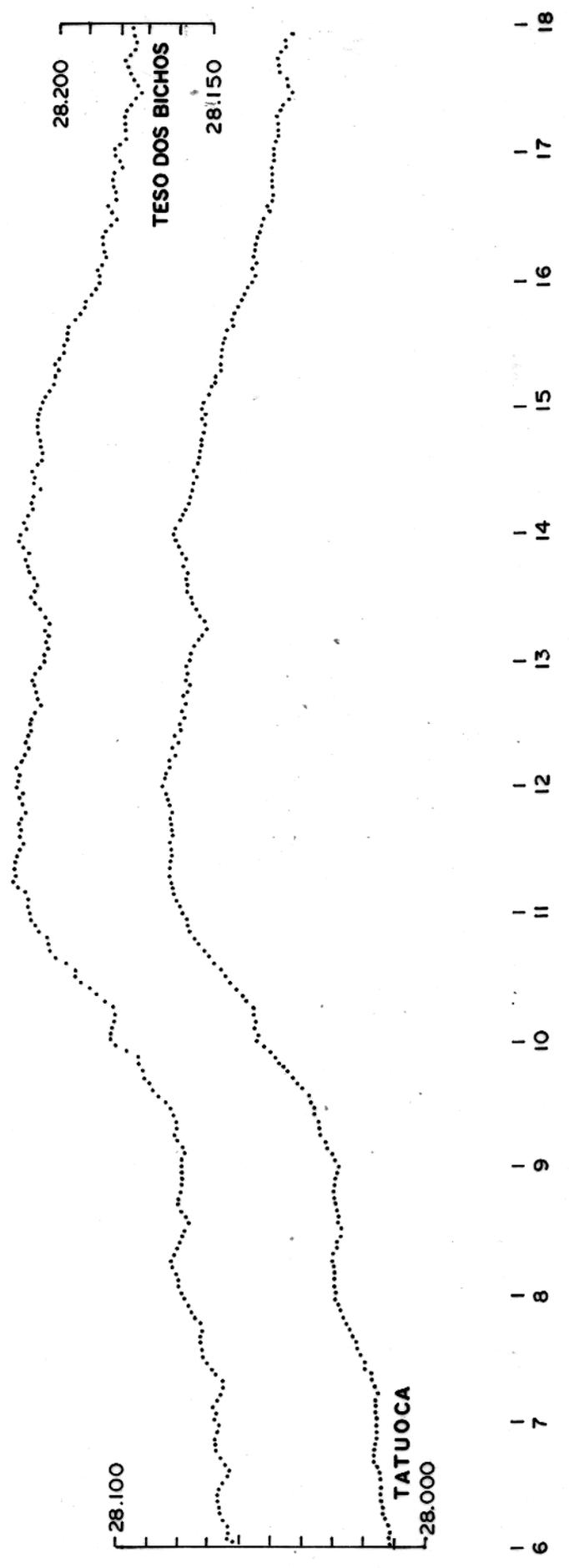


FIG. 34 - VARIACÃO DIURNA - CAMPO MAGNÉTICO TOTAL EM 08/08/83 NO TESO DOS BICHOS E EM TATUOCA.

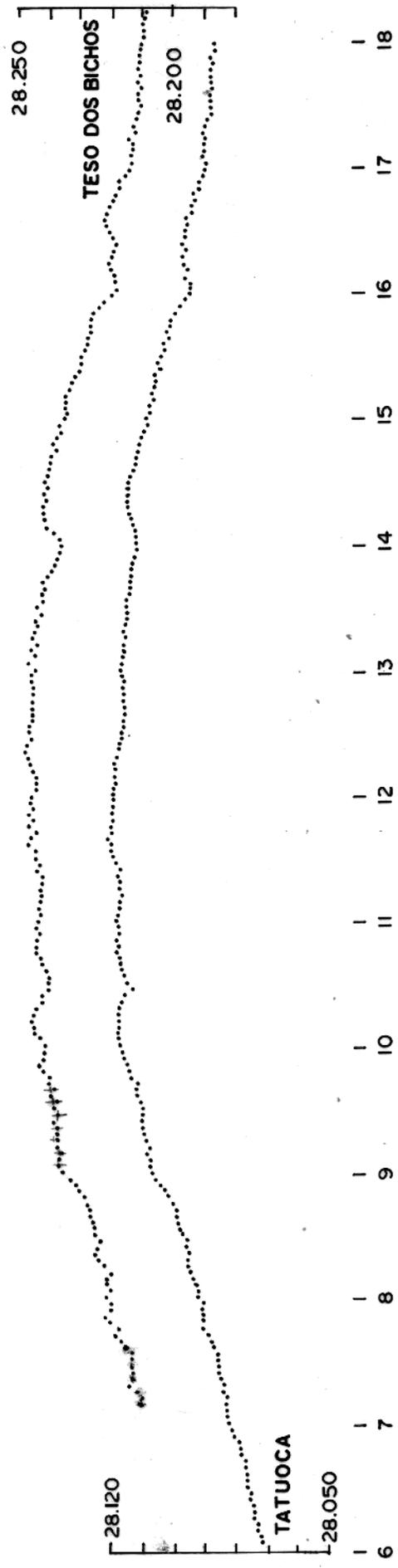


FIG. 35- VARIACÃO DIURNA -CAMPO MAGNÉTICO TOTAL EM 10/08/83 NO TESO DOS BICHOS E EM TATUOCA.

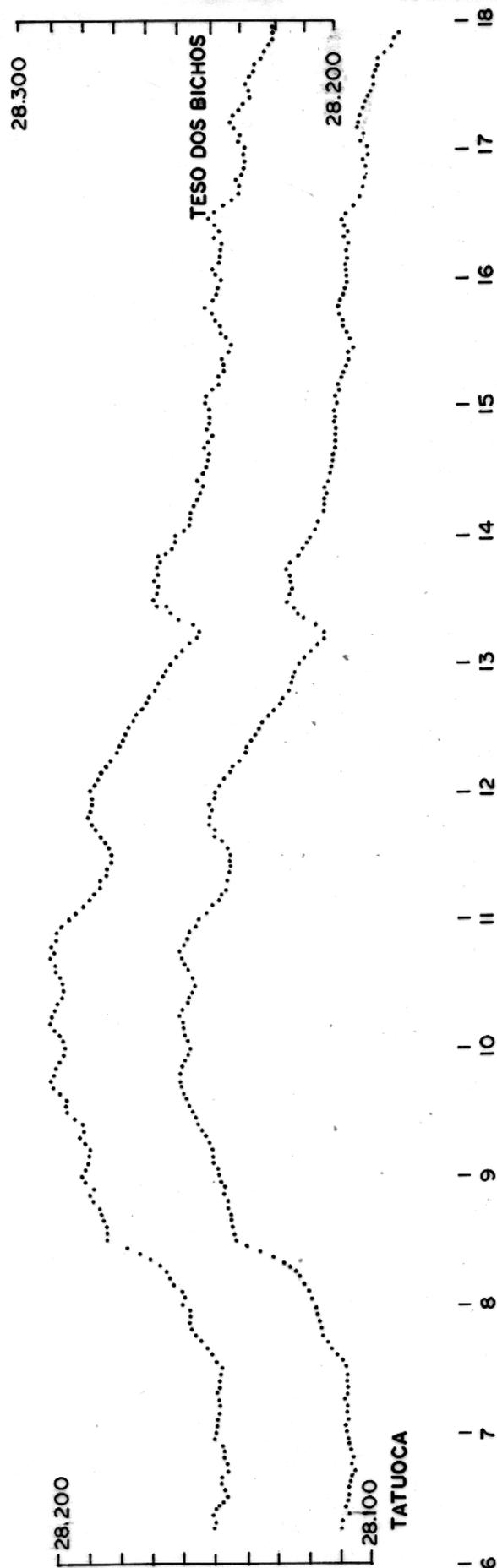


FIG. 36- VARIACÃO DIURNA - CAMPO MAGNÉTICO TOTAL EM 19/08/83 NO TESO DOS BICHOS E EM TATUOCA

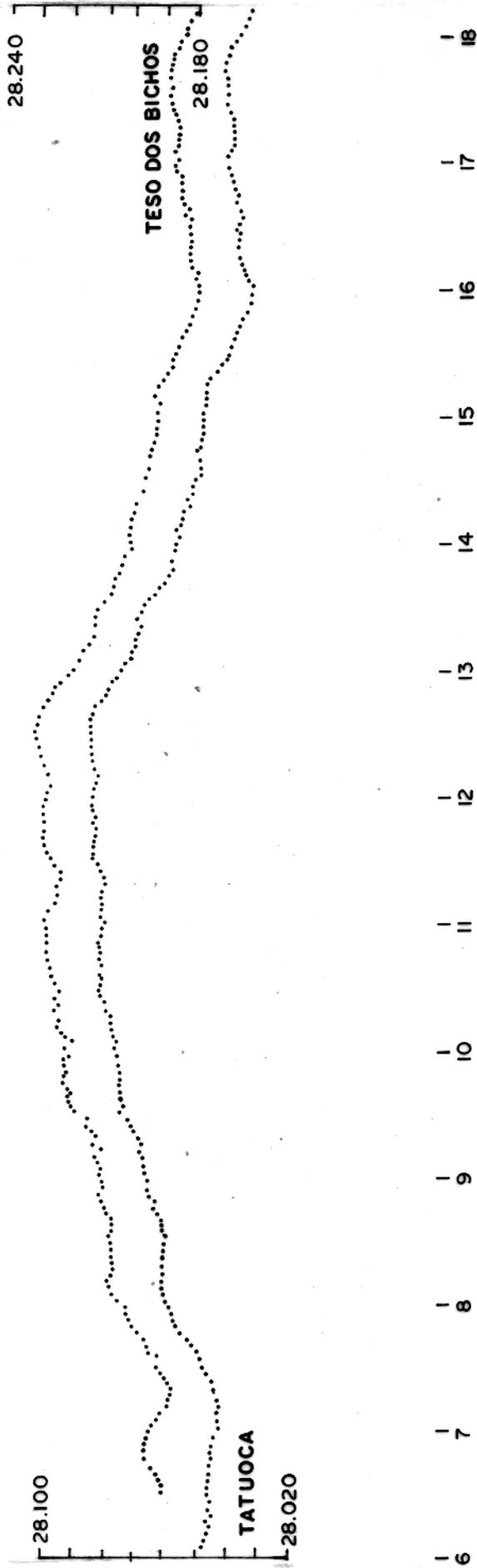


FIG. 37 - VARIACÃO DIURNA - CAMPO MAGNÉTICO TOTAL - EM 03/10/83 NO TESO DOS BICHOS E EM TATUOCA.

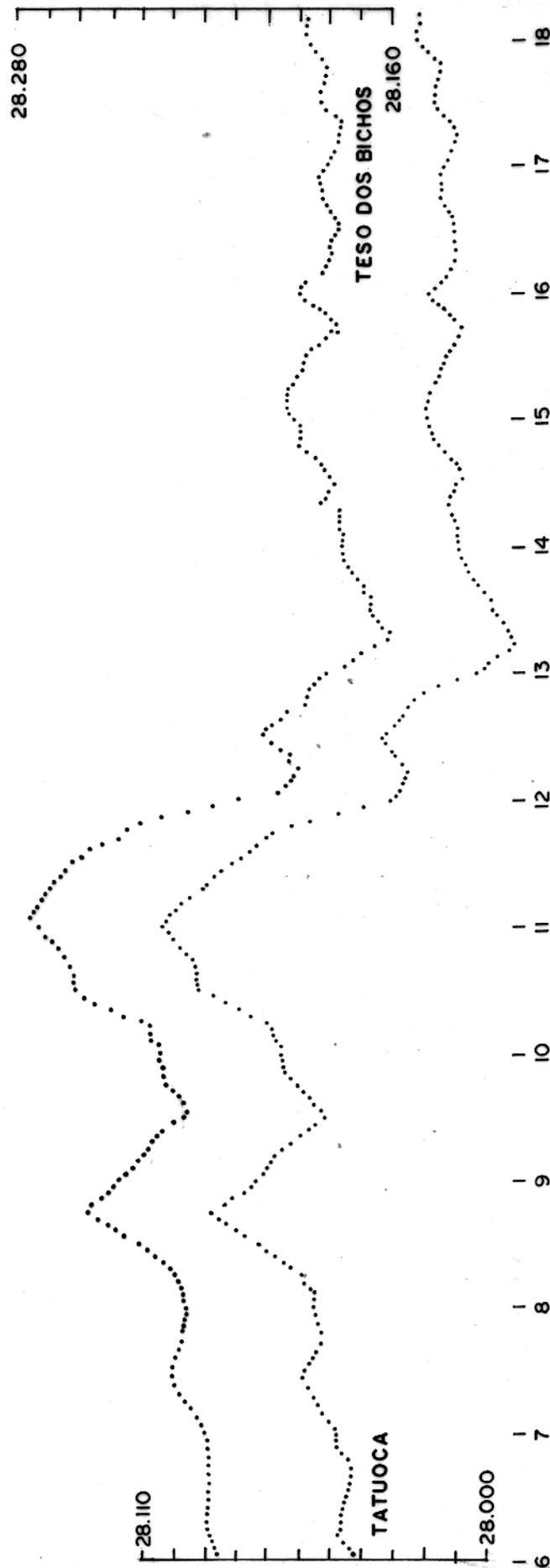


FIG. 39- VARIACÃO DIURNA - CAMPO MAGNÉTICO TOTAL - EM 04/10/83 NO TESO DOS BICHOS E EM TATUOCA.

## CONCLUSÃO:

Os testes realizados revelam que o protótipo de desenvolvido atende aos objetivos de um magnetômetro portátil para prospecção e estação-base.

O método de medida direta no valor do campo em gammas é feito pela multiplicação da frequência de precessão por um fator de 64 e contada por um tempo de 0,36699s gerado por uma base de tempo cuja frequência fundamental é 2857220Hz ( $\pm 1$  Hz), garantindo precisão de 1 gamma em todas as 14 faixas de medidas entre 22000 e 95000 gammas.

Cada ciclo de medida tem apenas 3 segundos de duração, o que faz o serviço móvel rápido e possibilita uma monitoração do campo até um máximo de 20 leituras por minuto.

A operação é sempre reciclável, mesmo no seu modo manual, deixando o operador com as mãos livres durante a observação. Como o programador da operação aceita comando externo, o magnetômetro pode trabalhar comandado por uma unidade que contenha um reciclador de um registrador, que aceite os dados em BCD.

A escolha do querosene para o sensor deve-se ao fato de que esse líquido tem suscetibilidade magnética perto de  $24,0 \times 10^{-10}$  (uem CGS) e constante de relaxação longitudinal de apenas 1,8s conforme foi observado durante os testes. E no sensor, o sinal inicial de precessão tem amplitude de 1,3 $\mu$ V para 2,3s de polarização, dando uma relação sinal/ruído, aproximadamente igual a 10.

O decaimento do sinal, no fim da leitura, em campos calmos é de 62%, podendo ainda cair para até 30% do sinal inicial sem perdas para a contagem, garantindo medidas em gradientes de até 900 gammas por metro.

Os circuitos lógicos da base de tempo e contadores usam componentes CMOS. O programador assim como o multiplicador usam apenas quatro CIs da linha TTL de baixo consumo. Isto faz com que o magnetômetro tenha baixo consumo de potência, tamanho reduzido e conseqüentemente peso leve.

Todas as peças e componentes foram adquiridos no mercado nacional. Os circuitos foram montados em 3 placas encaixantes sendo uma para o pré-amplificador e comutador, outra para os mostradores e a terceira - a mestra - para os demais circuitos.

As dimensões do instrumento são 175 mmx110mmx250mm e seu peso é de 1,4kg e com as pilhas é de 3,13kg. O peso do sensor é de 1,5kg e a haste de alumínio que o suporte pesa 0,45 kg.

Duas unidades do magnetômetro estão sendo montadas, acrescentando-se a elas apenas os acessórios necessários ao trabalho de campo. Também, em um trabalho paralelo, está sendo elaborada uma unidade automática de base para ser usada com o magnetômetro desenvolvido.

Um outro trabalho que pode ser realizado, a partir desse magnetômetro, é a elaboração de um gradiômetro, ou seja, um magnetômetro diferencial para campo total com medida simultânea em dois sensores.

As duas unidades serão utilizadas em levantamentos geofísicos de rotina para, em médio prazo, se ter uma avaliação de seu desempenho em diferentes condições de campo e, então, poder garantir a reprodução em maior número.

## REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- AITKEN, M.J. - 1961 - Physics and Archaeology. New York, Interscience publishers. 295p.
- ALONSO, M.; FINN, E.J. - 1968 - Fundamental University Physics . New York, Addison Wesley, Reading Mass. 1085p.
- ALVES, J.J.A. - 1979 - Métodos Geofísicos Aplicados à Arqueologia no Estado do Pará. Tese de Mestrado. Belém, NCGG/UFPa; 55p.
- BELL, W.E.; BLOOM, A.L. - 1957 - Optical Detection of Magnetic Resonance in Alkali Metal Vapor. Physical Review 107: 1559-1565.
- BLOCH, F. - 1946 - Nuclear Induction. Physical Review, 70:(7-8) : 460-485.
- BLOEMBERG, N.; PURCELL, E.M.; POUND, R.V. - 1948 - Relaxation Effects in Nuclear Magnetic Resonance Absorption. Physical Review, 73:79.
- BULLARD, E.C. - 1971 - The earth's magnetic field and its origin. In: Gass, I.G.; Smith, P.J. and Wilson, R.C.L. Understanding the Earth. Sussex; Artmi Press, p. 71-78.
- COLEGRAVE, F.D.; FRANKEN, P.A. - 1960 - Optical pumping of helium in the 3S metastable state. Physical Review, 119:680.
- CONNELLY, J.A. - 1974 - Phase Locked loop. In: Analog Integrated Circuits, Systems and Applications. New York, John Wiley & Sons; p. 329-381.
- DEHMELT, H.G. - 1957 - Modulation of a light beam by processing absorbing atoms. Physical Review, 105:1924-1925.
- DRISCOLL, R.L.; BENDER, P.L. - 1958 - Proton gyromagnetic ratio. Physical Review. Lett. 1:413-114.
- ELSASSER, W.M. - 1958 - The earth as a dynamo. Sci.Ame.198:44-48.
- FRANKEN, P.A.; COLEGRAVE, F.D. - 1959 - Alignment of Metastable Helium Atoms by Unpolarized Resonance Radiation. Physical Review. Letters, 1:316.
- GARDNER, F. - 1966 - Phase lock Techniques. New York, John Wiley & Sons. 268p.
- GEYGER, W.A. - 1962 - The Ring-Core Magnetometer - A New Type of Second Harmonic Fluxgate Magnetometer. AIEE Trans. 81, pt.1 , Communication and Electronics, 65.
- GIRET, R.I.; MALNAR, L. - 1965 - Un nouveau magnétomètre aérien : Le magnétomètre à vapeur de caesium. Geophysical Prospecting, 13:225-239.

- GRANT, F.S.; WEST, G.F. - 1965 - Interpretation Theory in Applied Geophysics. New York, McGraw-Hill; 584p.
- HEINRICH, H. - 1969 - Die physicalischen Grundlagen des protonen-magnetometers. Askania warte, sonderdruck. Berlin. 72(3):1-5.
- HERBERT, R.; LANGAN, L. - 1965 - The airborne rubidium magnetometer. Tech.Mem., Variam association geophysics, n°19, 6p.
- HOOD, P. - 1969 - Magnetic Surveying Instrumentation - a review of recent advances. In: Mining and Groundwater Geophysics. Ottawa. Geological Survey of Canada.Rep. 26. p.3-31.
- HOOD, P. - 1977 - Mineral exploration trends and developments in 1976. Canadian Mining Journal. 98: (1):8-47.
- HOOD, P. - 1978 - Mineral exploration trends and developments in 1977. Canadian Mining Journal. 99(1):8-53.
- HOOD, P. - 1979 - Mineral exploration trends and developments in 1978. Canadian Mining Journal. 100(1):28-69.
- HOOD, P. - 1980 - Mineral exploration trends and developments in 1979. Canadian Mining Journal. 101(1):20-63.
- HOOD, P. - 1981 - Mineral exploration trends and developments in 1980. Canadian Mining Journal. 102(1):22-60.
- HOOD, P. - 1982 - Mineral exploration trends and developemnts in 1981. Canadian Mining Journal. 103(1)22-61.
- HOOD, P. - 1983 - How world exploration trends and developments were dominated by Canadian technology in 1982. Canadian Mining Journal. 104(1):14-45.
- JACOBS, J.A. - 1970 - Physics and Chemistry in Space. Berlin . Spring Verlag. Vol. 1.
- KEIZER, A.R.; RICE, J.A.; SCHEARER - 1961 - A metastable helium magnetometer for observing small geomagnetic fluctuations . Journal of Geophysical Research 66. 4163-4169.
- LANGAN, L. - 1966 - A survey of high resolution geomagnetics . Geophysical Prospecting 14:487-503.
- MOSCHYTZ, G.S. - 1965 - Miniaturized RC filters using phase-locked loop. Bell System Technical Journal. May:823-870.
- MOTCHENBACHER, C.D.; FITCHEN, F.C. - 1973 - Low-Noise Electronic Desing. New York. Jon Wiley & Sons, 358p.
- NATIONAL - 1976 - Transistors; small signal, field effects, power Data Book. California. National Semi-conductors Corporation. 264p.

- NESS, N.F. - 1970 - Magnetometers for space research. *Space Science Reviews*. 11:459-554.
- OVERHAUSER, A.W. - 1953 - Paramagnetic relaxation in metals. *Physical Review* 89:689-700.
- PACKARD, M.E.; VARIAN, R.H. - 1954 - Free nuclear induction in the earth's magnetic field. *Physical Review*, 93:941.
- PARSONS, L.W.; WIATR, Z.M. - 1962 - Rubidium vapor magnetometer. *Journal Scientific Instruments*. 39:292-300.
- POOLE JR. C.P.; FARACH, H.A. - 1971 - Relaxation in magnetic resonance. New York, Academic Press. 392p.
- REDMOND, J.C. - 1974 - Earth Science Parameters. In: Wolff, E.A.; Mercanti, E.P., *Geoscience Instrumentation*. New York, Wiley & Sons. 21.10'7.
- SCHEEPERS, G.L.M. - 1967 - Noise Cancelling Sensor for proton magnetometer. Letter to the Editor. *Journal of Geomagnetism and Geoelectricity*, 19, (2):155.
- SERSON, P.H. - 1962 - A simple proton precession magnetometer. Ottawa, Dominion Observatory. 11p. (manuscrito).
- SERSON, P.H.; MACK, S.Z.; WHITHAN, K. - 1957 - A three-component airborne magnetometer. Ottawa. (Publications of the Dominion Observatory, V.13, n°2) 97p.
- SHAFIRO, I.R.; STOLARIK, J.D.; HEPPNER, J.P. - 1960 - The vector field proton magnetometer for IGY satellite ground stations. *Journal of Geophysical Research* 65:913-920.
- SKILMAN, T.L.; BENDER, P.L. - 1958 - Measurements of the Earth's magnetic field with a rubidium vapor magnetometer. *Journal of Geophysical Research* 63, (3):913-920.
- SKILLMAN, T.L. - 1974 - Magnetic field sensors. In: Wolff, E.A.; Mercanti, E.P., *Geoscience Instrumentation*. New York, John Wiley & Sons, p.343-366.
- SLACK, H.A.; LYNCH, V.M.; LANGAN, L. - 1967 - The geomagnetic gradiometer. *Geophysics* 32:877-892.
- TAKEUCHI, H.; UYEDA, S.; KANAMORI, H. - 1974 - A Terra, um planeta em debate: Introdução à geofísica pela análise da deriva continental. São Paulo, EDART da Universidade de São Paulo, 191p.
- TELFORD, W.M.; GELDART, L.P.; SHERIF, R.E.; KEYS, D.A. - 1976 - *Applied Geophysics*. London, Cambridge University Press. 860p.

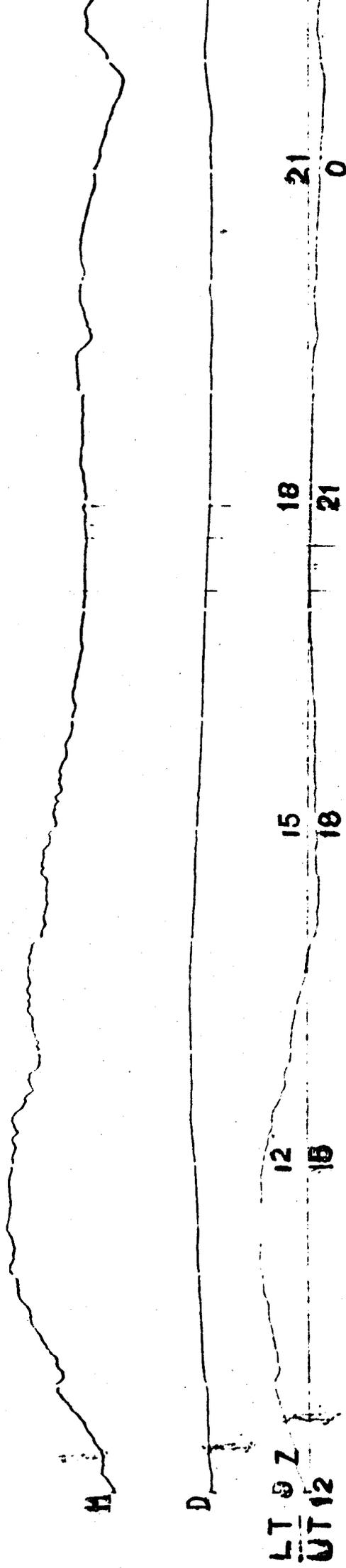
- THOMAS, J. - 1965 - Le magnétomètre aéroporté MP121 Sud-aviation. Geophysics prospecting. 13:22-36.
- UNTERBERGER, R.R. - 1960 - Direct recording of small geomagnetic fluctuations. Journal of Geophysical Research 65:4213-4216.
- USHER, M.J.; STUART, W.F.; HALL, J.H. - 1964 - A self-oscillate rubidium magnetometer for geophysical measurements. Journal of Scientific Instruments 41:544-547.
- VIGOUREUX, P. - 1963 - Gyromagnetic ratio of the proton. Nature, 198:1188.
- WATERS, G.S.; PHILLIPS, G. - 1956 - A new method of measuring the earth's magnetic field. Geophysical Prospecting, 4:1-9.
- WHITHAN, K. - 1960 - Measurements of the geomagnetic elements. In: Methods and techniques. London, Interscience Publishers.p. 104-167.
- WICKOFF, R.D. - 1948 - The gulf airborne magnetometer. Geophysics 13(12):182-208.

ANEXOS

08 AGO 1983

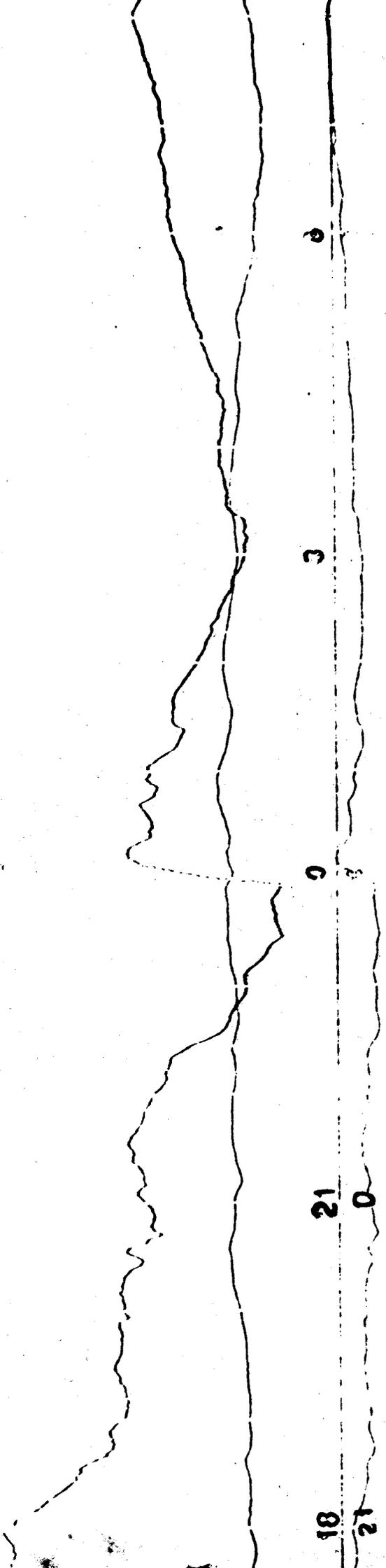
TAYUOOP

LAT OF 12. 30 LONG 40



LT 0 Z  
UT 12

LAT 0° 12' 30" N LONG 30° 13' W



BRITISH

10 A

LAT 0° 12' 35 LONG 43° 30' 8 W

H

D



10 AGO 1983

TATUOCA

LAT 0° 12' 3S LONG 48° 3'



H

D

LT 9 Z  
UT 12

12

15

18

21

15

18

21

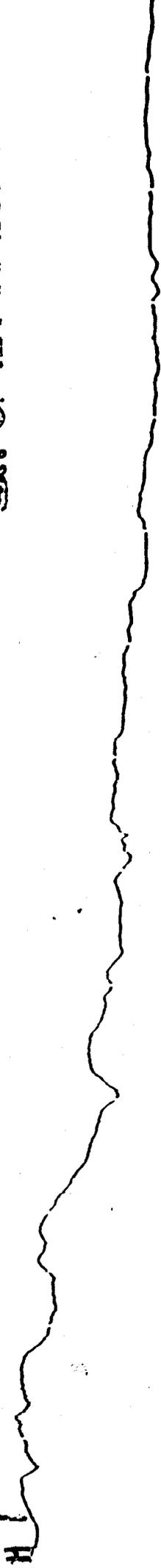
0

19 AGO 1983

TAVUOG

LAT OF 12° 53' LONG 12° 30'

H ↑



0

LT 2  
UT 12

12  
15

15  
18

18  
21

0

1340000

19

LAT 0° 12' 30" LONG 40° 30' 30" W

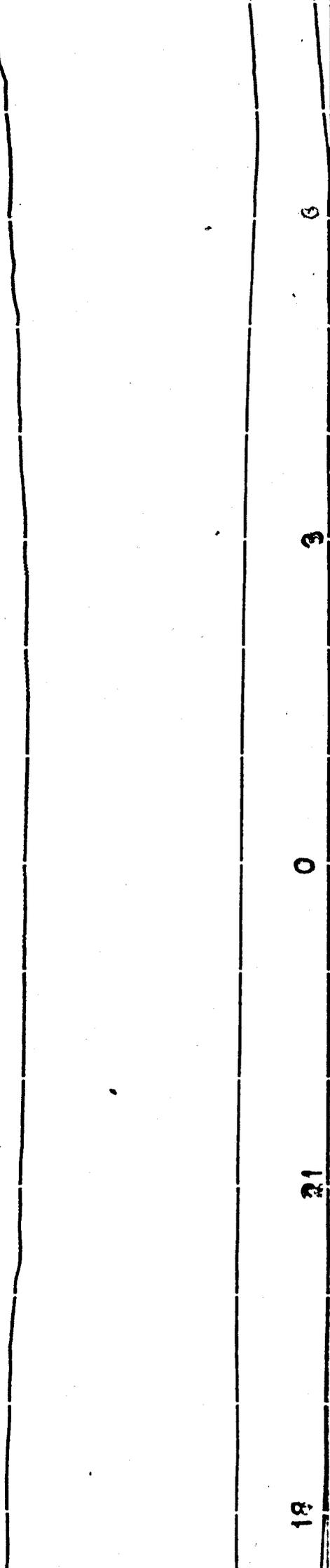
18

21

0

3

6



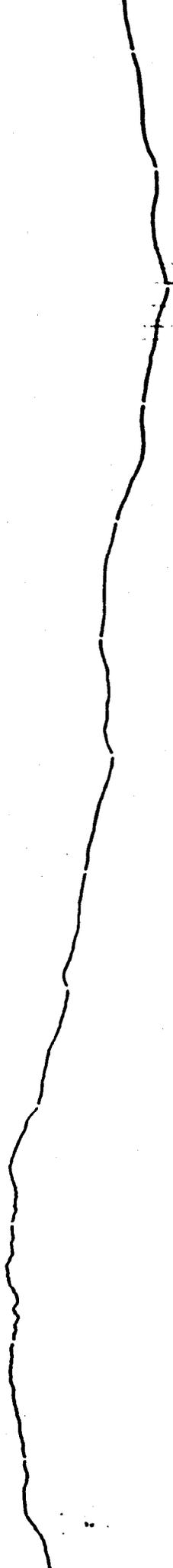
07 OCT 1983

TAYUNCA

LAJ C. 11

30

H



D



LT  
UT

9  
12

12  
15

15  
18

16  
1

21

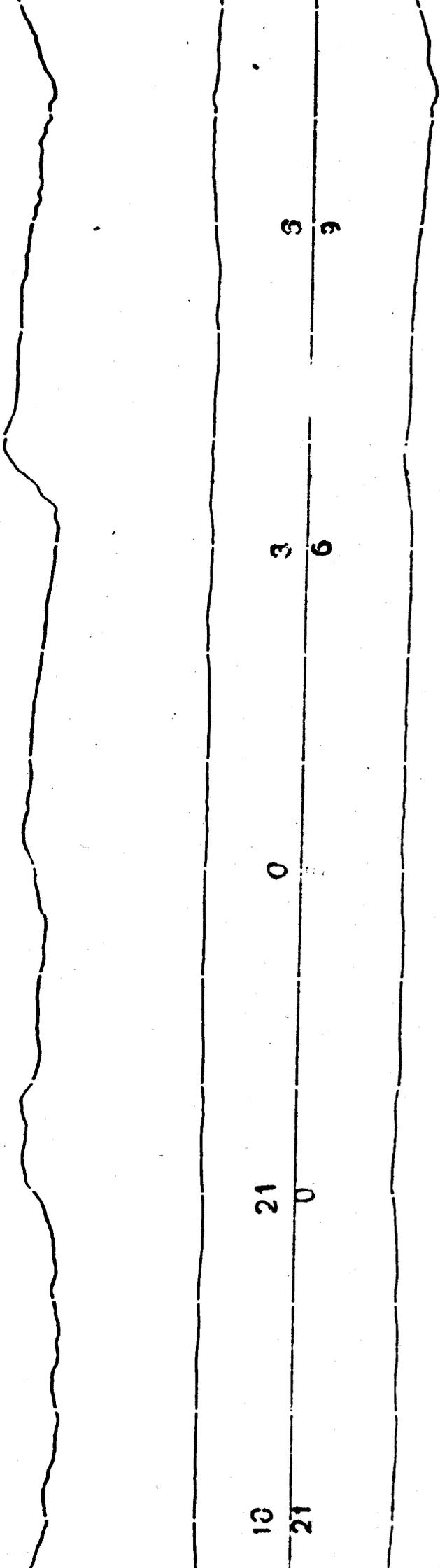
Z



TATHA

LAT 01° 15' N LONG 103° 30' 00" W

03



10

21

0

3

9

21

0

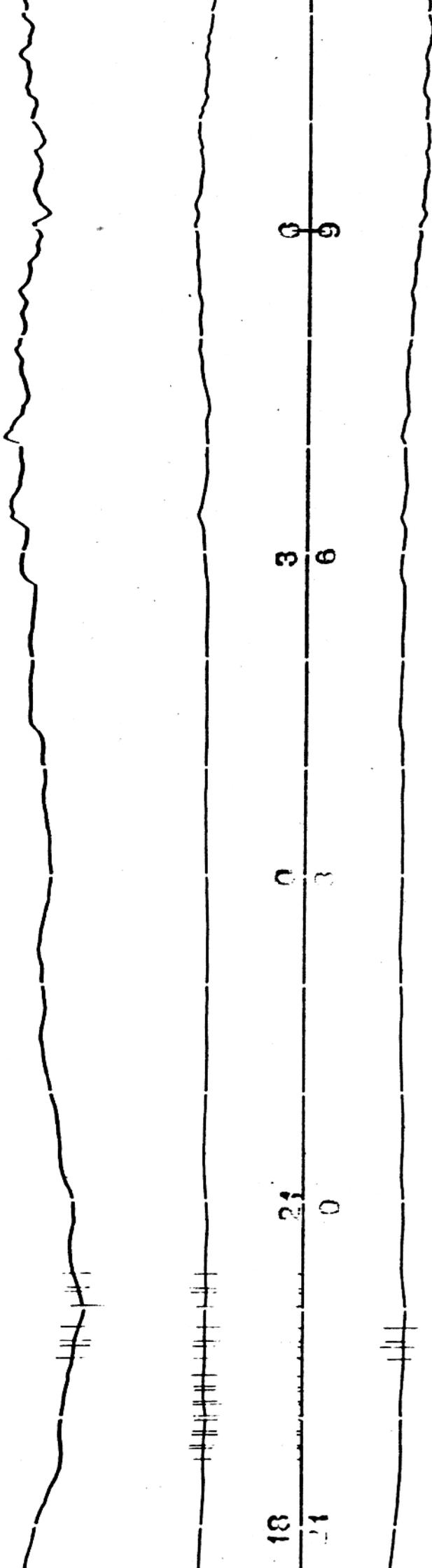
6

9

TATUOCA

LAI 0° 12' 30" N 108° 30' 8" W

04



18  
21

24  
0

0  
3

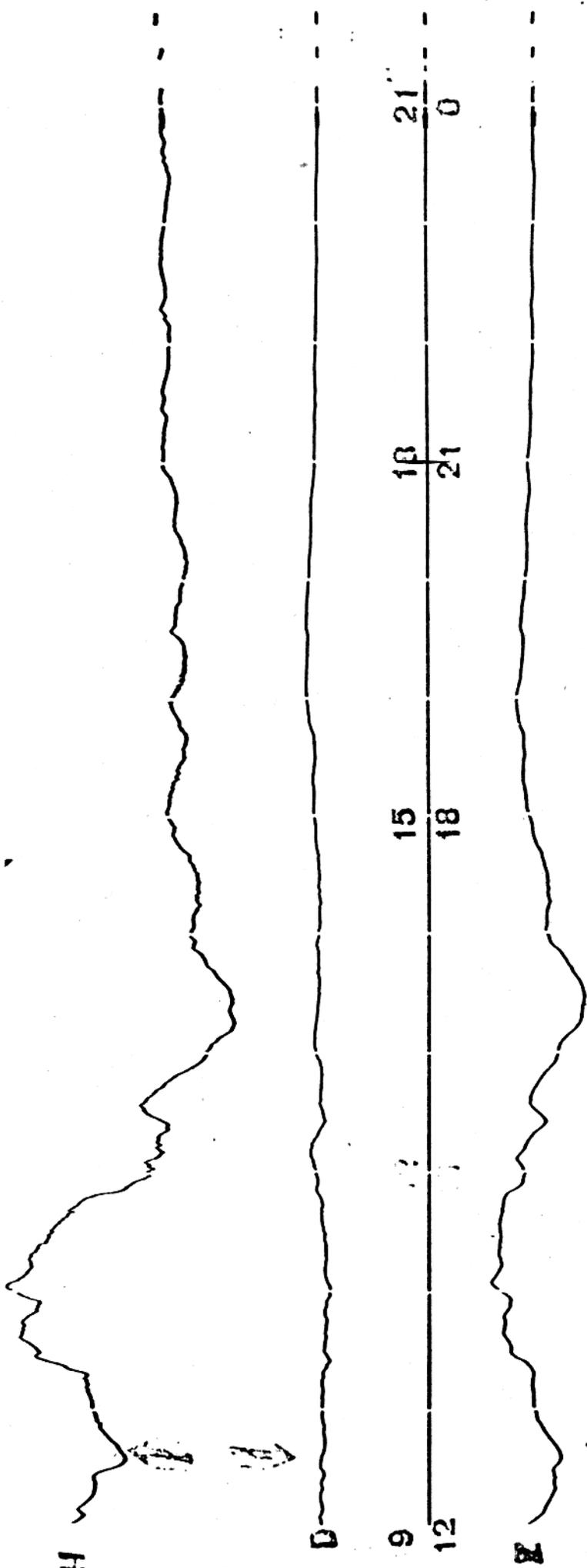
3  
6

9  
9

TATUOCA

LAT 0° 12'

04 OUT 1993



LT 9  
UT 12

15  
18

18  
21

21  
0