



VISTO 72

DETERMINAÇÃO DE ÁREAS NÃO EXPLORADAS PELA  
RADIOASTRONOMIA NO HEMISFÉRIO SUL

ROBERTO LONGO FREITAS

Orientador: Prof. José Augusto Buarque de Nazareth

Rio de Janeiro, dezembro de 1972

I N D I C E

I	- Introdução .....	1
II	- Mecanismos de geração de radioondas .....	2
III	- Projeto de pesquisa.....	18
IV	- Bibliografia .....	20

## I - INTRODUÇÃO

Ultimamente o conhecimento e a compreensão dos fenômenos, processos e estrutura do espaço têm se acentuado de maneira extraordinária. Isto se deve, em grande parte, aos novos procedimentos de exploração astronômica que têm surgido como consequência do progresso exponencial que segue os conhecimentos da física e da tecnologia.

A nossa intenção é participar deste desenvolvimento e para tal fizemos uma coletânea de regiões exploradas no nosso hemisfério, o qual é, sem sombra de dúvidas, a parte menos estudada pelo homem. Tendo a localização dessas regiões, podemos inferir que falta a ser pesquisado na parte austral do nosso céu.

Nesta monografia, procuramos descrever os principais processos de emissão de ondas de rádio e as suas origens, por vezes duvidosa.

Esta coletânea, certamente, não é rigorosa, uma vez que as nossas referências bibliográficas não expressam tudo o que há em Astronomia. Entretanto, por informações do orientador e de pesquisadores, sabemos que quase nada foi acrescentado a este tipo de trabalho.

Quem se interessas pela parte técnica relativa a recepção de ondas de rádio, ou seja, Radiotelescópios, poderá encontrá-la na bibliografia anexa ao projeto.

## II - MECANISMOS DE GERAÇÃO DE RADIOONDAS

Os processos conhecidos que podem dar origem a uma radiação eletromagnética no intervalo das radioondas têm a característica de serem produzidas por cargas livres, eletrões, ou, íons.

Dos inúmeros mecanismos de emissão que são possíveis, estudaremos apenas os principais. Fazendo isso, devemos tocar em vários pontos que não estão claros ou não explorados e outros que ainda continuam em especulação.

Antes de estudarmos os mecanismos de radiação, recordaremos, um pouco, as idéias relacionadas com as leis gerais de emissão e absorção das ondas eletromagnéticas.

Sabe-se que qualquer onda eletromagnética de frequência  $\nu$  consiste de entidades básicas conhecidas como fótons onde a energia  $W$  associada à frequência está relacionada pela lei fundamental de Planck,

$$W = h\nu \quad \text{onde } h \text{ é a constante de Planck.}$$

A emissão de um fóton é então acompanhada pela perda de uma energia  $W$  do sistema; no caso de absorção, o sistema tem sua energia aumentada de uma quantidade  $h\nu$ .

Consideramos, como exemplo, um átomo de hidrogênio consistindo de único eletrão girando em torno do núcleo. A mecânica quântica nos diz que o eletrão pode ocupar somente um certo número de órbitas, cada uma correspondendo a uma energia definida; quanto mais próximo está o eletrão do núcleo, menor será a sua energia. Quando o eletrão salta de uma órbita para outra, e se sua energia diminui de um  $\Delta E$ , ele emitirá um fóton de frequência  $\nu$ , tal que

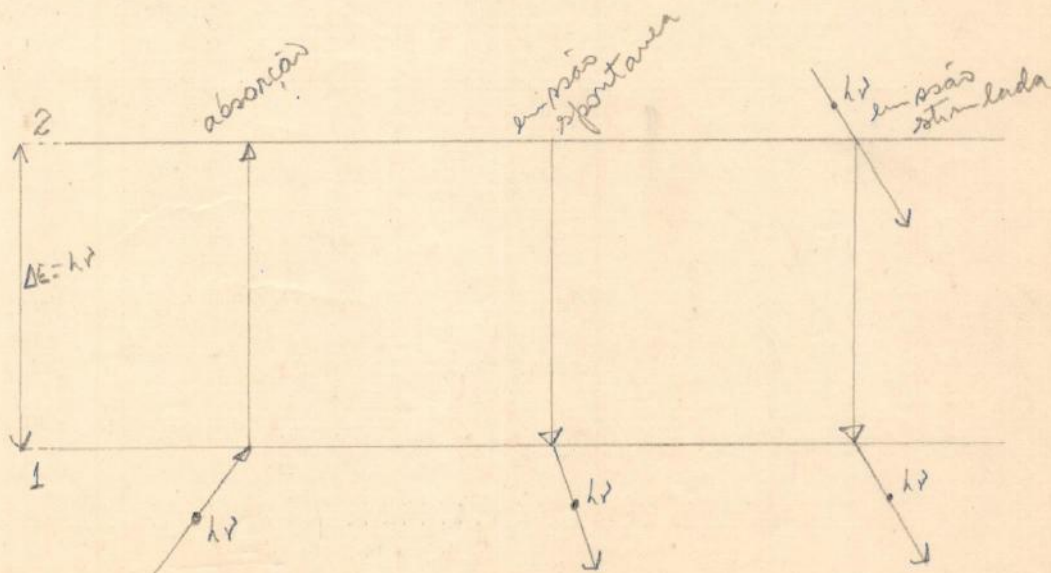
$$\nu = \frac{\Delta E}{h}$$

Reciprocamente, ele pode capturar um fóton de energia conveniente vindo do meio exterior e saltar para uma órbita de energia mais alta.

Sabemos que o espectro da luz emitida pelos átomos de hidrogênio, é composto, por um lado, de linhas discretas, cada uma correspondendo a um possível valor do salto do elétron que emite uma energia  $\Delta E$ . De acordo com as condições físicas, no qual hidrogênio e radiação eletromagnéticas incidentes estão situadas, estas linhas aparecerão em emissão ou absorção sobre espectro contínuo.

As transições também podem ocorrer, em outros casos, entre arbitrários níveis de energia. Na região óptica, este caso da ionização onde o elétron é arrancado do átomo e adquire uma energia cinética que pode assumir qualquer valor. Veremos que isto é quase usual em relação as emissões ou absorções nas regiões de rádio, que exibem um espectro contínuo no qual, de uma maneira geral, nenhuma frequência extraordinária ou qualquer particular salto de energia aparece.

Denotando dois quaisquer níveis de energia de um dado sistema por 1 e 2, e escrevendo  $E_1$  e  $E_2$ , respectivamente, para este níveis, figura abaixo, nós temos as três seguintes leis:



1. - O fenômeno de absorção corresponde a uma transição de um estado de energia mais baixo - 1 -, para um estado superior - 2. A energia é liberada para o sistema na chegada de um fóton de energia  $E_2 - E_1$ .
2. - Da mesma forma, um sistema de energia no estado - 2 - pode emitir um fóton de energia  $h\nu$ , espontaneamente e cair de novo no estado - 1 -; este processo é chamado emissão espontânea.
3. - Finalmente, suponhamos que um sistema de energia  $E_2$  encontre um fóton cuja frequência  $\nu$  corresponda a uma transição possível; este fóton pode vir de sistemas vizinhos ou não. Estimulado por esse fóton, o sistema poderia voltar ao estado - 1 - por reemissão de um fóton de mesma frequência; este processo é chamado emissão estimulada. O fóton é emitido na mesma direção do fóton incidente, e a emissão é então anisotrópica.

A probabilidade da emissão espontânea depende somente da natureza do sistema e a transição em questão. Já a emissão espontânea depende claramente do número de fótons  $h\nu$  contido, em média, no meio; um número que em condições de equilíbrio pode ser expresso pela denominada densidade de fluxo monocromático  $\rho_\nu = 4\pi B(\nu)$  expresso em watts por metro por Hertz.  $B(\nu)$  é a brilhância monocromática e é expresso por

$$B(\nu) = \frac{2h\nu^3}{c^2 e^{h\nu/KT} - 1}$$

onde  $h$  = cte de Planck

$c$  = velocidade da luz

$K$  = cte de Boltzmann

$T$  = temperatura absoluta do corpo

Para ondas de rádio,  $h\nu \ll KT$ , e a lei de Planck simplifica-se para

$$B(\nu) = \frac{2KT\nu^2}{c^2}$$

esta relação é denominada Lei de Rayleigh.

A princípio, os processos de emissão podem ser classificados em:

- a) - processos de caráter térmico, em corpos sólidos ou em gases;
- b) - processos não térmicos.

a) - Processos Térmicos

Experimentalmente, sabemos que todos os corpos emitem radiação térmica. A mudança de cor mostra que os comprimentos de onda emitidos com a maior das intensidades mudam para comprimentos de onda menores enquanto a temperatura aumenta.

A radiação térmica é mecanismo eficaz de transferência de energia: um segundo corpo pode ser aquecido se exposto a radiação do primeiro corpo, sob dadas condições. Esta energia propaga-se na forma de ondas eletromagnéticas cujas frequências são principalmente nas regiões visíveis para grandes intervalos de temperatura. Se a temperatura é baixa, a radiação é, principalmente, infravermelha e portanto, invisível; qualquer que seja a temperatura, o espectro da radiação térmica alcança certamente as frequências de rádio, por ser contínuo.

A brilhância monocromática  $B(\lambda)$  de um corpo na vizinhança da frequência  $\lambda$  depende somente da temperatura e de sua capacidade de absorver uma radiação de frequência  $\lambda$ .

A radiação eletromagnética dos corpos é uma propriedade fundamental da matéria; o conceito macroscópico de temperatura é somente o aspecto externo da agitação de partículas microscópicas, que compõem o sistema. Quanto mais alta é a temperatura, mais rápida é a agitação das partículas elementares; esta agitação pode-nos levar a diferentes caminhos. No caso de um corpo sólido, as primeiras teorias de radiação do corpo negro postularam a presença de um grande número de oscilado -

res elementares em todas as possíveis frequências. Esta teoria estudada pela lei de Rayleigh é válida somente para longos comprimentos de onda, ou seja, estudada para as ondas rádio, porém inteiramente falha para o estudo no visível, ou seja, curtos comprimentos de onda. Os osciladores são os eletrons dos átomos no corpo sólido; eles emitem radiações por oscilações e são excitados pela absorção de outras radiações.

O material ionizado é abundante nas atmosferas estelares e no meio interestelar. Uma parte importante da radiação captada na Terra no campo das radioondas, especialmente de certas regiões do espaço, tem origem nas ionizações, e sua caracterização se faz pela referida relação espectral, típica da emissão térmica.

#### b) - Processos não térmicos

As emissões de caráter não térmico compreendem as fontes mais importantes que se estudam em Radioastronomia. O que caracteriza as emissões não térmicas é o tipo de processo gerador: a emissão térmica de radioondas é provocada, como vimos, pelos processos microscópicos similares às emissões quânticas dos átomos individuais que produzem as radiações luminosas; em compensação, as rádio emissões não térmicas são emitidas por processos macroscópicos em que cargas ou conjuntos de cargas se movem ordenadamente produzindo emissões de fase coerente. Nos casos de emissão térmica, a intensidade de radiação não pode exceder a intensidade que corresponde ao corpo negro com temperatura igual a do verdadeiro emissor; na emissão por movimentos macroscópicos de conjuntos de cargas este limite não existe.

Os mais importantes mecanismos conhecidos de geração de radioondas de caráter não térmico são:

1. - emissão da linha de 21cm do hidrogênio neutro;
2. - oscilação de gases ionizados;
3. - emissão ciclotônica;
4. - emissão sincrotônica;
5. - radiação Cerenkov.



RAIA ESPECTRAL DE 21 cm DO HIDROGÊNIO NEUTRO

O fenômeno mais conhecido de emissão em Radioastronomia é certamente a linha de 21 cm do HI interestelar.

Além disso, esta linha corresponde a uma transição entre dois níveis de energia do átomo de hidrogênio na órbita fundamental. É integralmente comparável com uma linha óptica, exceto que seu comprimento de onda é muito maior; originalmente preditos por Van de Hulst em 1945 e posteriormente, em 1947, por Shklovsky, foi observada por radioastrônomos alemão, americano e australiano, trabalhando independentemente.

Vem do hidrogênio interestelar, que sendo muito raro, existe em forma de átomos isolados e talvez também em moléculas. Como não há fonte de excitação óptica em regiões que estão muito longe de qualquer estrela, todos os átomos de hidrogênio existem no seu estado mais baixo de energia (um único elétron girando em torno do núcleo na órbita mais próxima deste) e também não pode haver nenhuma emissão de luz por emissão espontânea, pois nenhum átomo está no seu estado mais elevado. Por sua vez, o estado mais baixo de energia, ou seja, o estado fundamental, é subdividido em outros subestados, estes hiperfinos, com pequenas diferenças de energia.

O mecanismo que produz a emissão de 21 cm, similar ao que explica a geração de raias discretas no espectro visível, consiste em uma transição entre os estados hiperfinos do átomo do HI em seu nível quântico fundamental. O salto entre um e outro subestado consiste na inversão da orientação relativa entre momento magnético nuclear em relação ao momento magnético do elétron. Em uma situação os momentos são paralelos e na outra antiparalelos, e sendo assim, a energia do átomo torna-se maior quando os spins do elétron estão paralelos com os do núcleo do que quando suas direções são opostas. A diferença de energia total entre ambos estados possíveis é tal que cada transição origina a emissão de um quantum de radiação de fre-

quência igual a 1420 MHz, correspondente a um comprimento de onda de  $\approx 21$  cm. Como ocorre com as transições entre níveis na região visível, a transição pode dar lugar a uma emissão ou a uma absorção de energia, caso se passe do estado de maior energia para o de menor energia, ou vice-versa.

A probabilidade de uma emissão espontânea deste processo é muito pequena, da ordem de 11 milhões de anos, no máximo.

A abundância do HI no meio interestelar é muito grande. Assim sendo, a probabilidade de transição é na realidade consideravelmente maior, uma vez que o salto entre ambos sub-níveis pode também ser provocado por colisões entre átomos. O tempo médio, em segundo, entre duas colisões sucessivas é

$$\tau = \frac{1}{n v \sigma}$$

onde

$n$  = número de átomos contidos em cada  $\text{cm}^3$

$v$  = velocidade média em cm/seg.

$\sigma$  = seção efetiva de choque de cada átomo.

Exemplificando, se considerarmos  $\sigma = 10^{-16} \text{ cm}^2$  e se tomarmos valores de  $n \approx 10^{-1} \text{ cm}^{-3}$ ,  $v \approx 10^5 \text{ cm/seg}$ , que em ordem de grandeza correspondem as condições de uma região típica de HI, se obtém  $\tau = 10^{12}$  seg, valor sensivelmente menor do que o correspondente à vida média para transições espontâneas. A seção efetiva de choque  $\sigma$  é uma função da temperatura cinética do gás, e para uma temperatura de 10 K resulta em  $\sigma = 2 \times 10^{-14} \text{ cm}^2$  com que a vida média pode ser ainda menor que  $10^{12}$  seg.

Sabe-se que a observação de raios espectrais constituem um potentíssimo instrumento de medição de velocidades e

de distâncias das nuvens cósmicas; isto se deve a determinação da frequência central da raia, originada em uma determinada região, que permite conhecer a velocidade radial da fonte. A aplicação deste procedimento à importantíssima raia de 21 cm tem permitido conhecer a estrutura de nossa Galáxia em zonas muito afastadas do Sol, a qual seria absolutamente impossível valendo-se apenas das radiações visíveis, ou seja da Astronomia Óptica.

### OSCILAÇÃO DE GASES IONIZADOS

Admitamos que em um qualquer instante os eletrons de um dado gás ionizado estão em equilíbrio. Entretanto, se por qualquer razão, alguma perturbação destroi este estado, certos fenômenos se manifestam em forma de emissão de radioondas. Há poucas razões para este desequilíbrio ocorrer no espaço interestelar, mas eles são certos de ocorrer nas atmosferas estelares.

Muito pouco se conhece da emissão não térmica. Todavia, um gás ionizado é capaz de vários tipos de oscilações, e estas são capazes de emissões; o tipo mais simples e relativamente bem conhecido, é chamado de oscilação de plasma.

Consideremos um meio em que existam  $N_1$  eletrons por unidade de volume; o campo elétrico  $\vec{E}$  será, pela equação de Maxwell

$$\nabla \cdot \vec{E} = 4\pi \rho$$

onde  $\rho = e N_1$  = densidade de cargas no meio.

Um potencial elétrico  $V$  implicará em

$$\nabla^2 V = 4\pi e N_1 .$$

uma vez que

$$F = e E = - \text{grad } U ,$$

e se o campo elétrico tem componentes apenas segundo uma só direção

$$\frac{d^2 U}{dx^2} = 4\pi e N e$$

se os eletrons abandonarem suas posições de equilíbrio, estarão sujeitos a uma força de restauração que pode ser calculada, através da relação:

$$\Delta F = e E = - e \frac{dU}{dx} = - 2 \pi e^2 N e \Delta x$$

donde

$$dF = m \ddot{x} = - 2 \pi e^2 N e dx$$

que corresponde a uma oscilação de frequência angular

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{K}{m}}$$

em que  $K = \frac{dF}{dx}$ ,

ou seja

$$\omega_0 = 2 \pi \gamma_0 = e \sqrt{\frac{2 \pi N e}{m}}$$

O eletron tende a retornar à posição primitiva, e o faz por oscilações senoidais em torno do ponto de equilíbrio em uma frequência

$$\gamma_0 = \frac{e}{2 \pi} \left( \frac{N e}{E_0 m} \right)^{1/2}$$

onde  $\epsilon_0$  = permissividade do espaço livre =  $\frac{10^9}{36\pi}$

Numericamente,

$$\gamma_0 = 9 (N_e)^{1/2}$$

A frequência  $\gamma_0$  que é proporcional a  $\sqrt{N_e}$  se chama frequência de plasma. Vemos que este tipo de processo, que pode ser produzido no meio interestelar por turbulência ou pela ação de campos magnéticos, engendra uma emissão de radiação num pequeno intervalo de frequência se a densidade no meio emissor é pequena.

A perturbação que dá origem as oscilações nos plasmas é até agora um tanto obscura. Para as radioemissões solares, duas hipóteses parecem ser suficientemente bem defendidas e concordam plenamente com as observações radioastronômicas. A primeira, feita por Shklovsky, em 1946, implica em que oscilações podem ser originadas pela passagem de partículas carregadas através do meio ionizado, como exemplo, citamos o Sol que ejeta grande quantidade de tais partículas durante os flares, os quais são acompanhados de forte rádio emissão. A outra hipótese, sugerida por Martin, em 1947, diz que estas oscilações podem ocorrer de maneira apreciável se o plasma for excitado pela chegada de perturbações supersônicas.

### EMIÇÃO CICLOTÔNICA

A emissão ciclotônica ou giromagnética é originada pela influência que sofre o movimento de partículas carregadas quando ingressam em uma região em que existe um campo magnético.

Se uma partícula com carga  $e$  e massa  $m$  se move com velocidade  $\underline{v}$  em uma região em que exista um campo elétri

co  $\vec{E}$  e um campo magnético  $\vec{H}$ , estará submetida a duas forças que valem  $e\vec{E}$  e  $e(\vec{v} \times \vec{H})$ , respectivamente. A equação do movimento será:

$$m \frac{d\vec{v}}{dt} = e \left[ \vec{E} + \left( \frac{\vec{v}}{c} \times \vec{H} \right) \right]$$

Nos casos mais simples em que  $\vec{E} = 0$  e  $\vec{H}$  é constante no espaço e no tempo, a aceleração tem um módulo constante, e se inicialmente  $\vec{v}$  é normal a  $\vec{H}$  descreverá uma circunferência de raio  $R$  cujo valor se obtém igualando o módulo da aceleração devida a  $\vec{H}$  ao módulo da aceleração centrífuga.

$$\frac{e v H}{m c} = \frac{v^2}{R}$$

Sendo  $\omega_c = \frac{v}{R}$  = frequência angular, teremos que:

$$\frac{e v H}{m c} = v \omega_c$$

$$\omega_c = 2\pi f_c = \frac{e H}{m c},$$

onde a frequência  $f_c$  é chamada frequência ciclotônica, além disso, quando, além da aceleração provocada pelo campo  $\vec{H}$ , existem acelerações devidas a campos elétricos, não homogeneidade de  $\vec{H}$ , ou a campos gravitacionais, a trajetória deixa de ser uma circunferência, mas conserva em parte tal caráter porque o movimento total pode se decompor em uma componente circular, de frequência angular  $\omega_c$ , e em um movimento de translação do centro da circunferência. Em todo caso, a partícula emite energia radiante de frequência  $f_c$  que é proporcional a sua carga  $e$ , ao campo  $\vec{H}$  e ao inverso de sua massa  $m$ . Uma parte apreciável da energia será emitida fundamentalmente em frequências harmônicas.  $f_c$ .

Para que a emissão ciclotônica seja capaz de atingir nossos Radiotelescópios, será necessário que ela consiga escapar do meio. Isto não pode ocorrer facilmente porque as condições de propagação na presença de campos magnéticos são sempre tais que não há esperança do recebimento de radiação giro magnética de eletrons do meio ionizado. Entretanto, dois radioastrônomos, na Austrália, mostraram que parte da radiação giromagnética produzida por eletrons muito mais velozes que a média pode escapar. Para tal emissão ocorrer, os eletrons velozes tem que ser produzidos, por exemplo, numa região ativa do Sol, e chegar a uma zona contendo um campo magnético.

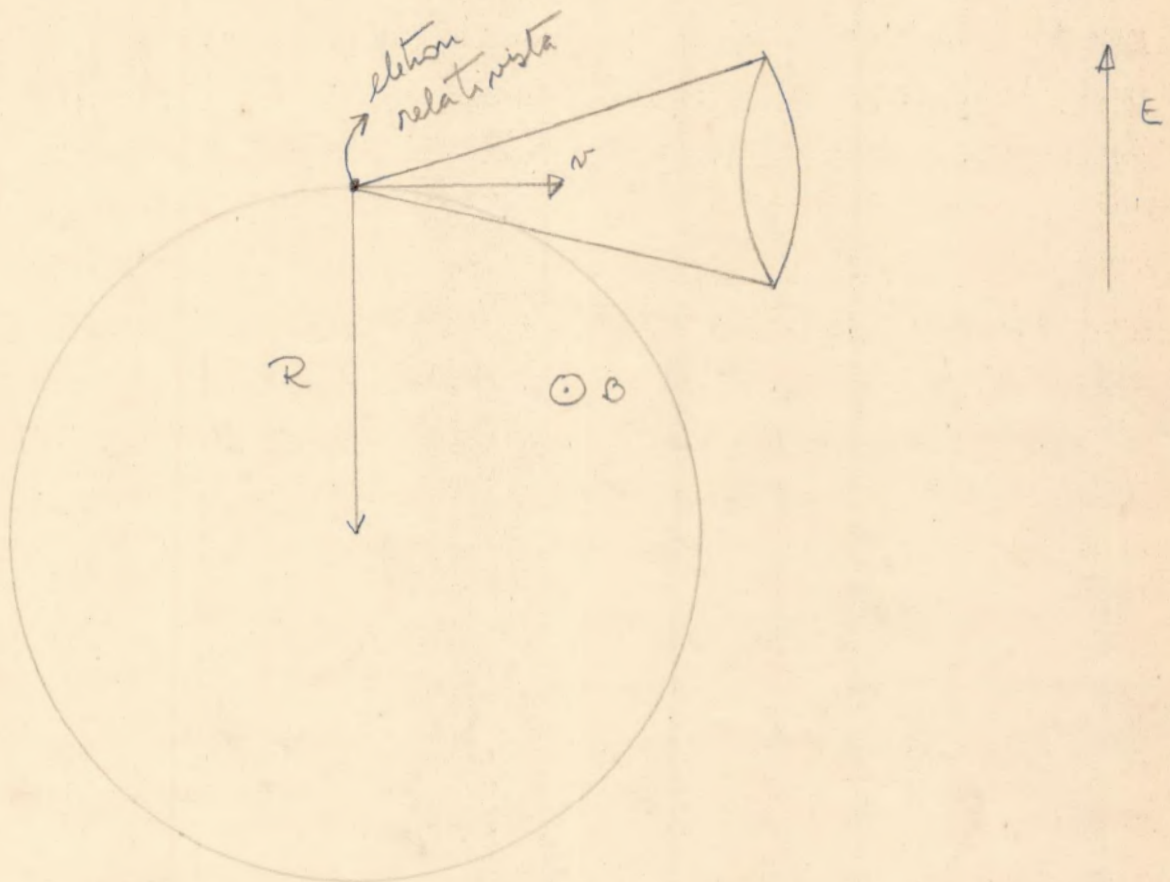
#### EMISSÃO SINCROTÔNICA

A emissão sincrotônica é um fenômeno análogo ao da emissão ciclotônica. A diferença entre ambas se deve, essencialmente, a velocidade das partículas, uma vez que na emissão sincrotônica, elas são próximas a velocidade da luz.

Esta emissão foi observada no acelerador sincrotônico da General Electric por Elder, Langmuir e Pollack, logo depois da segunda guerra mundial, em 1948. Estes cientistas aceleraram eletrons a altas velocidades e fizeram-nos passar a través de um forte campo magnético gerado pela máquina e uma radiação foi observada no espectro óptico; o mecanismo é o mesmo para o caso rádio.

Como havíamos mencionado, o princípio fundamental deste fenômeno é mais ou menos análogo ao da emissão giromagnética; os eletrons executam um movimento circular estando sujeito em cada instante a uma aceleração central, sendo a energia irradiada proporcional ao quadrado desta aceleração.

Pela figura abaixo visualizaremos melhor esta situação



A radiação sincrotônica, ou como é cientificamente conhecida, radiação magnético Bremsstrahlung, para um elétron relativista, ao contrário do que se passa com a emissão ciclotônica, é altamente direcional, já que a maior parte da energia emitida estará contida em um pequeno ângulo sólido centrado na direção da velocidade do elétron. A energia é irradiada essencialmente em um contínuo de frequência, porém apresenta um pico bem nítido em frequência dadas por

$$f_{\text{max}} = 0,07 \text{ e } \frac{H_0}{mc} \frac{1}{\beta}$$



onde  $m_0 \rightarrow$  massa de repouso da partícula

$$\beta = \left( 1 - \frac{v^2}{c^2} \right)^{1/2}$$

$H_n$  = componente do campo magnético normal a velocidade do eletrón.

Quando a radiação sincrotônica provém, como ocorre na prática, de uma multiplicidade de eletrons com diversas energias cinéticas, seu espectro é contínuo com características que, para cada fonte cósmica, dependerá por sua vez do espectro das energias cinéticas presentes.

Se for admitido que o número de eletrons é inversamente proporcional a uma certa potência  $\alpha$  de sua energia, pode-se mostrar que o fluxo emitido por todos os eletrons variam de acordo com a lei

$$F(\nu) = \alpha \nu^{-\alpha} = \lambda^{-\alpha}$$

onde  $\alpha$  é uma constante denominada índice; este parâmetro varia entre 0,2 e 1,2 nas galáxias observadas, sendo o valor 0,7 mais frequente.

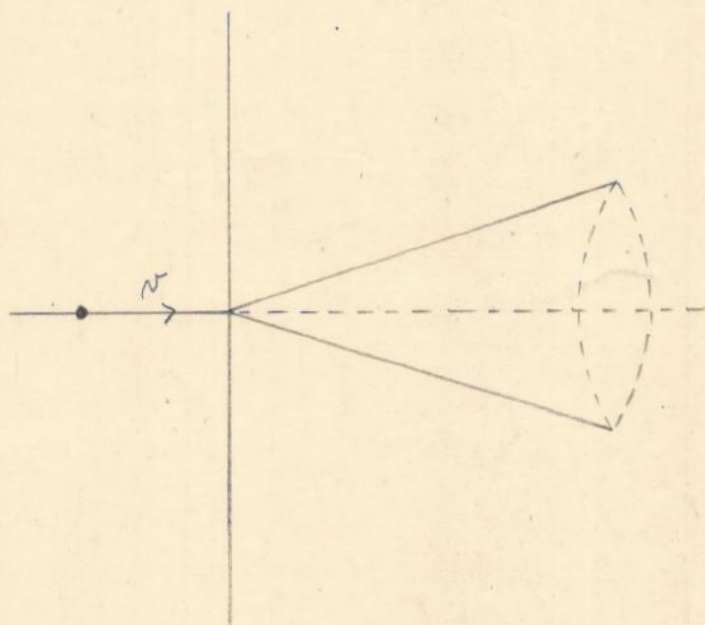
Uma fração muito importante da radiação que estudo a Radioastronomia é seguramente tipo sincrotônico. No meio interestelar são numerosas as regiões abundantes de eletrons relativistas e a interação entre tais partículas e o campo magnético geral da Galáxia dá lugar a este mecanismo de geração de ondas. Também em outras galáxias se observa este tipo de processo, e grande parte da radiação que nós recebemos destes objetos são produzidos por eletrons relativistas afetos por campos magnéticos locais.

### RADIAÇÃO CERENKOV

A radiação Cerenkov difere fundamentalmente dos mecanismos precedentes, uma vez que não é proveniente da aceleração de partículas carregadas como nos casos anteriores.

A emissão luminosa é observada quando partículas de alta energia penetram num meio cujas partículas tem velocidades médias menores que as do feixe incidente; a velocidade da luz num meio de refração de índice  $n$  é somente  $\frac{c}{n}$ .

Quando partículas com velocidades acima de  $\frac{c}{n}$ , entretanto, necessariamente menor do que  $c$ , de acordo com a teoria da relatividade, penetram neste meio, elas são fortemente freiadas com uma perda de energia em forma de emissão de ondas eletromagnéticas irradiadas ao longo de uma superfície cônica centrada sobre a trajetória da partícula.



A luz emitida pode ser usada para detetar partículas da alta energia, e por este motivo o efeito Cerenkov é muito usado em física nuclear. Não há razão teórica para que o efeito Cerenkov não devesse ocorrer quando partículas muito velo-

zes entram em um plasma particularmente denso, com emissão de ondas de rádio. De acordo com Cohen, a emissão cai numa faixa de frequência reduzida nas vizinhanças da frequência do plasma; este mecanismo pode ser responsável por algumas das emissões de rádio do sol.

### III - PROJETO DE PESQUISA

Folheando as mais diversas fontes bibliográficas de Astronomia disponíveis, chegamos a conclusão que o nosso hemisfério é pobremente estudado, devido a falta de um instrumental adequado e de pesquisadores especializados.

Agora, com o incremento um pouco maior da Astronomia no Brasil, tanto na parte experimental como no tocante as especializações, podemos pensar e certamente realizar considerações importantes a respeito de nossa Galáxia. É baseado nestes argumentos que pensamos na viabilidade de estudo e posterior execução do nosso projeto.

Quando fizemos o estudo relativo aos mecanismos de rãdio ondas, não citamos a origem dos diversos tipos de emissão. Entretanto, já que temos estruturado o nosso intento, podemos fazê-lo, simplesmente no intuito de auxiliar na interpretação dos dados recolhidos na observação.

A linha de 21 cm tem origem na hidrogênio neutro interestelar e o seu espectro tem parte de sua linha alterada pelo efeito Doppler. Por sua vez, a emissão do corpo negro advém dos planetas e da Lua apresentando um espectro contínuo. Emissões térmicas de gases ionizados são originárias do hidrogênio interestelar ionizado e da coroa solar, sendo o seu espectro tipicamente contínuo.

Emissão giromagnética e oscilações de plasmas tem o Sol como origem das emissões, apresentando um espectro contínuo. Já a emissão sincrotônica vem do Sol, de certas rádio fontes e do espaço interestelar apresentando sempre espectro contínuo.

A única dúvida paira sobre a radiação Cerenkov, uma vez que não se tem certeza de sua fonte de origem, supondo-se, entretanto, o Sol como principal responsável; seu espectro apresenta bandas largas.

O nosso projeto consiste essencialmente na procura e ca talogação de áreas já identificadas no nosso hemisfério. Obviamente, por exclusão, sabemos o que ainda falta ser pesquisado.

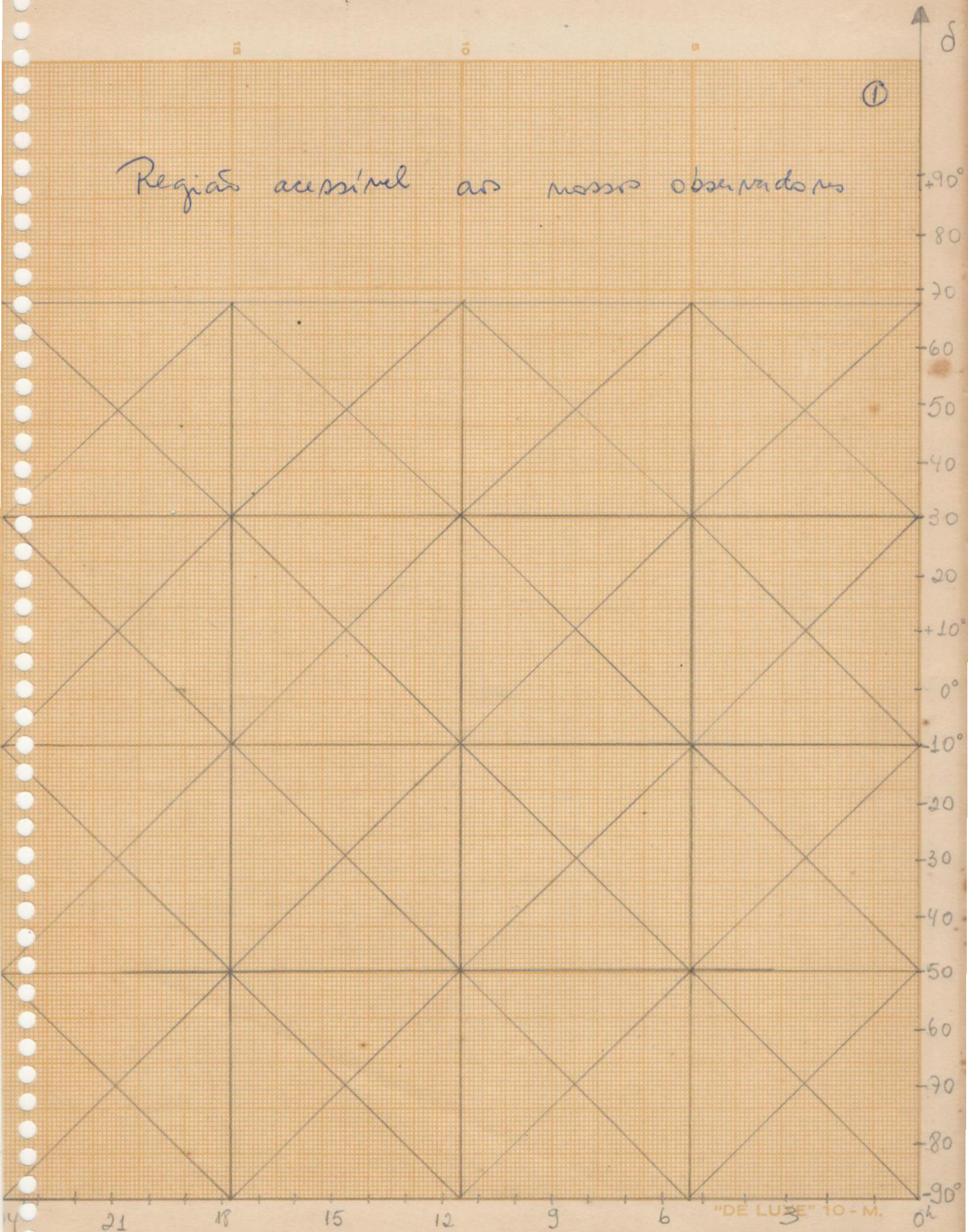
Apresentaremos cartas celestes, nas quais as regiões ha churiadas são as partes do céu já analisadas e portanto, vemos o quão pouco foi estudado.

IV - BIBLIOGRAFIA

- Cernischi, F; e Codina, S: "Panorama de la Astronomia Moderna", Eva V. Chesnean, 1968
- Dufay, I: "Galactic Nebulae and Interstellar Matter", Dover Publications, Inc, New York, 1968
- Denisse, J. F; e Delcroix, J. L; "Plasmas Waves", Interscience Publishers, New York, 1963
- Kraus, J. D: "Radio Astronomy", Mc Graw - Hill Book Company. New York, 1966
- Lequeux, J; e Steinberg, J. L: "Radio Astronomy", Mc Graw - Hill Book Company, Inc, New York, 1963
- Leonardo, E. P: "Comunicação Privada", 1972
- Machado, L. E. S: "Boletim do Observatório do Valongo", U. F. R. J, Rio de Janeiro, 1966
- Pacholczyk, A. G: "Radio Astrophysics", W. H. Freeman and Company, San Francisco, 1970
- Pikelner, S: "Physics of Interstellar Space", Foreign Languages Publishing House, Moscou
- Shklovsky, I. S: "Cosmic Radio Waves", Harvard University Press, Cambridge, Massachusetts, 1960
- Sky and Telescope; vol. 27, pag. 85, 1964
- The Astronomical Journal; vol. 73, pag. 135, nº 3, 1968
- The Astronomical Journal; vol. 73, nº 10, 1968

Região acessível aos navios observados

①



Região obscurecida para  $\lambda = 3,5 \text{ m}$

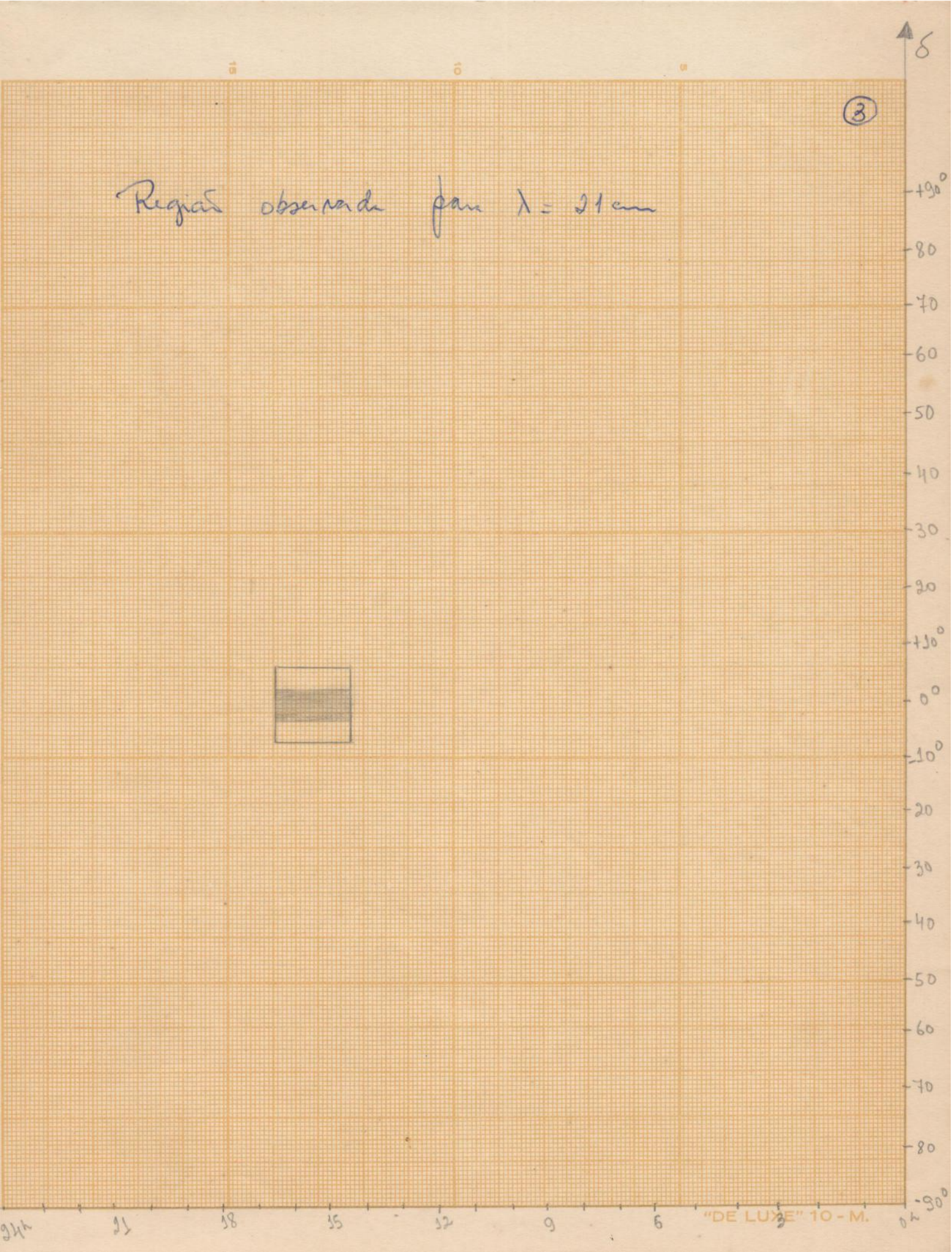
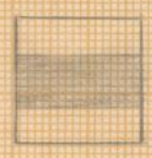
(2)





Regias observadas para  $\lambda = 21 \text{ cm}$

(3)

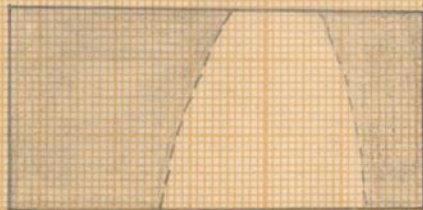


Região observada para  $\lambda = 15,2 \text{ m}$

(4)

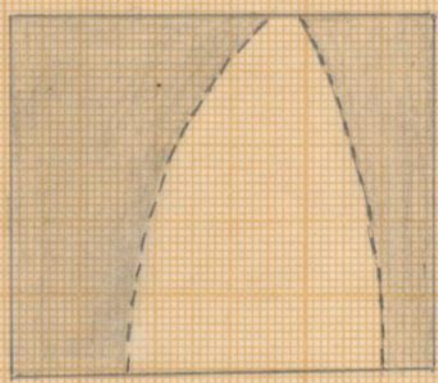


Região observada para  $\lambda = 1,85 \mu$



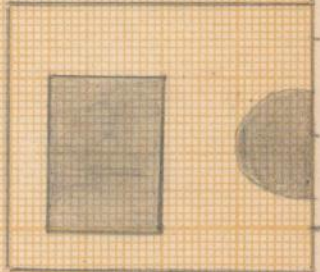
6

Região observada para  $\lambda = 4,7 \text{ m}$



Región observada para  $\lambda = 62,5 \text{ cm}$

⑦



8

Região obscurecida para  $\lambda = 1,5 \mu\text{m}$



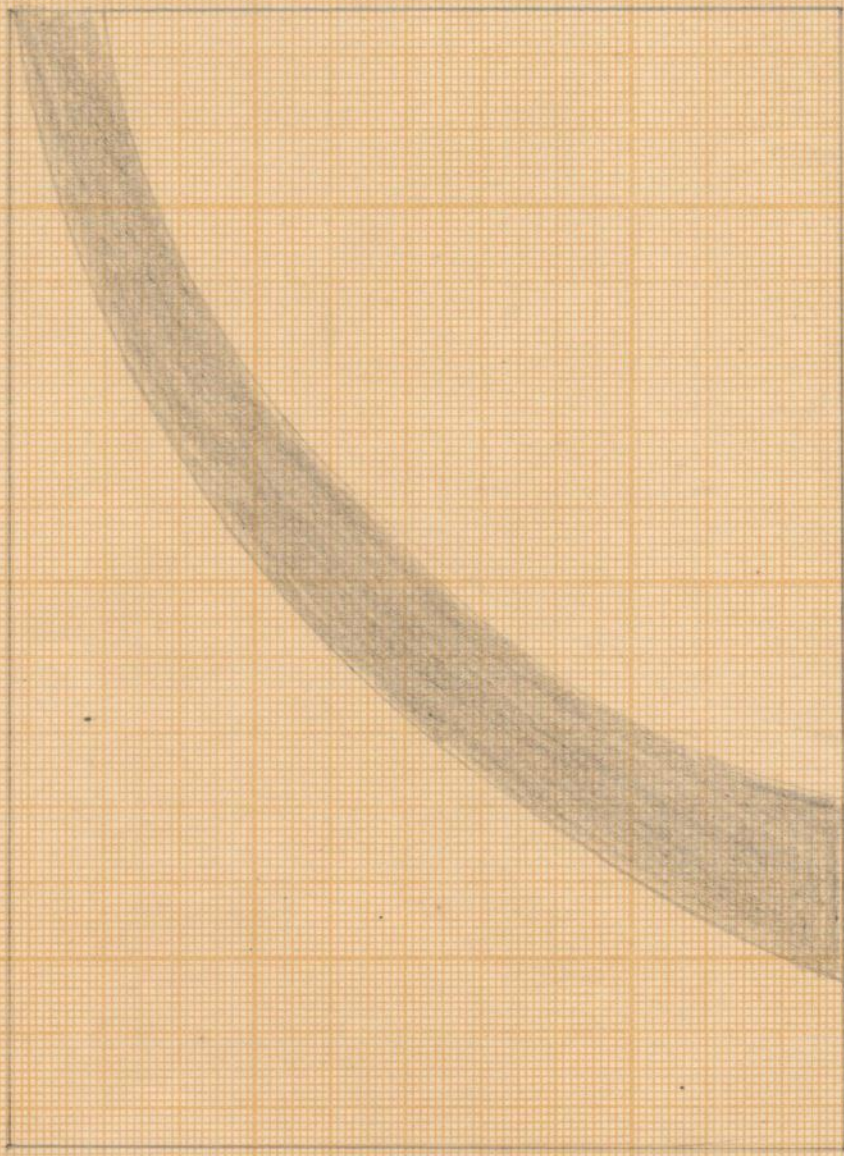
Região observada para  $\lambda = 75 \text{ cm}$



9

10

Região observada para  $\lambda = 50 \text{ cm}$





Región observada para  $\lambda = 1,88 \mu$

(11)



24h 21 18 15 12 9 6 "DE LUXE" 10-M. 3 0h

12

Região observada para  $\lambda = 33 \text{ cm}$



(13)

Região observada para  $\lambda = 7,9 \mu$

