



MINISTÉRIO DA CIÊNCIA E TECNOLOGIA

**INSTITUTO NACIONAL DE PESQUISAS ESPACIAIS**

**INPE-10118-TDI/896**

**ESTUDO DAS FONTES ASTROFÍSICAS CANDIDATAS À  
OBSERVAÇÃO PELO DETECTOR DE ONDAS  
GRAVITACIONAIS “MARIO SCHENBERG”**

Cláudio de Souza Castro

Dissertação de Mestrado do Curso da Pós-Graduação em Astrofísica, orientada pelos  
Drs. José Carlos Neves de Araújo e Oswaldo Duarte Miranda, aprovada em 06 de  
dezembro de 2002.

523.03

CASTRO, C. S.

Estudo das fontes astrofísicas candidatas à observação  
pelo detector de ondas gravitacionais “Mario Schenberg” /

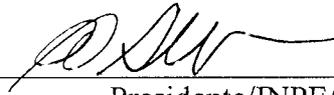
C. S. Castro. – São José dos Campos: INPE, 2002.

117p. – (INPE-10118-TDI/896).

1.Cosmologia. 2.Buracos negros. 3.Ondas gravitacio-  
nais. 4.Teoria gravitacional. 5.Pulsares. I.Título.

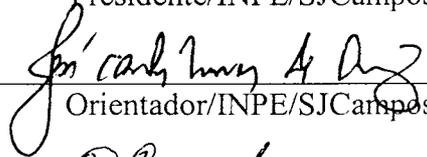
Aprovado pela Banca Examinadora em cumprimento a requisito exigido para a obtenção do Título de **Mestre em Astrofísica.**

Dr. Carlos Alexandre Wuensche de Souza



Presidente/INPE/SJCampos-SP

Dr. José Carlos Neves de Araújo



Orientador/INPE/SJCampos-SP

Dr. Oswaldo Duarte Miranda



Orientador/ITA/SJCampos-SP

Dr. Jorge Ernesto Horvath



Membro da Banca/IAG-USP/SPaulo-SP

Candidato: Cláudio de Souza Castro

São José dos Campos, 6 de dezembro de 2002.



*À Vilma, minha mãe,  
pelo apoio e dedicação.*



## **AGRADECIMENTOS**

Ao José Carlos e ao Oswaldo, pela atenção e dedicação, sem os quais este trabalho não teria a mesma qualidade.

Ao Odylio e ao Marinho, que sempre se mostraram solícitos, mesmo quando o Mestrado ainda era um sonho.

A todos os professores da Divisão de Astrofísica, que contribuíram de maneira direta ou indireta, pela minha especialização e em esclarecimentos muitas vezes essenciais ao meu trabalho.

A todos os funcionários do INPE, que contribuíram na realização deste trabalho. Especialmente a Ivone, a Elaine e a Bianca, sempre prontas a ajudar.

Aos colegas do curso, com os quais compartilho esta realização. E em especial, o Ronaldo Oliveira e o César Costa, pelo seu apoio, essencial nos momentos mais difíceis.

À minha família, em especial o Vitório, meu sobrinho e afilhado, que mesmo inconscientemente contribuiu para esta etapa da minha vida e tem sido uma fonte constante de felicidade.

Aos queridos amigos e ex-companheiros de trabalho, em especial o Carlos Vieira, pelo incentivo e compreensão, sem os quais a Universidade não teria sido concluída.

Às minhas queridas amigas Tata e Leide, sempre com uma palavra de incentivo para vencer as dificuldades e continuar.

À CAPES, pelo apoio financeiro, que foi essencial para a realização deste trabalho.



## RESUMO

O detector Mario SCHENBERG operará em uma banda de frequências de 3,0 a 3,4 kHz. Nesta faixa do espectro existem algumas fontes astrofísicas de ondas gravitacionais (OGs), tais como: colapsos do núcleo estelar que geram eventos de supernovas; instabilidades hidrodinâmicas em estrelas de nêutrons; oscilações e estelemotos em estrelas de nêutrons que excitam os modos  $f$ ,  $p$  e  $w$ ; excitações dos primeiros modos quadrupolares de buracos negros com massa  $\sim 4 M_{\odot}$ ; coalescências de estrelas de nêutrons e buracos negros em sistemas binários e, ainda, fontes “exóticas” como rotações de estrelas bosônicas ou “estranhas” com períodos menores que alguns milissegundos, além de espiralações de mini-buracos negros. Nesse trabalho apresentamos a amplitude e frequência característica, a detectabilidade e a taxa de ocorrência de algumas dessas fontes de OGs.



# THE STUDY OF POSSIBLE GRAVITATIONAL WAVE SOURCES FOR THE BRAZILIAN ANTENNA SCHENBERG

## ABSTRACT

The SCHENBERG gravitational wave (GW) antenna will operate in a frequency band ranging from 3.0 - 3.4 kHz. In this bandwidth, there are some important astrophysical sources of GWs, namely: core collapse in supernova events; neutron stars ongoing hydrodynamical instability; quakes and oscillations of neutron stars (e.g.,  $f$ ,  $p$ , and  $w$  modes); excitation of the first normal quadrupole modes of  $\sim 4 M_{\odot}$  black holes; coalescence of neutron stars and black holes in binary systems. "Exotic" sources such as: sub-millisecond rotating bosonic, or strange stars, and inspiralling of mini-black holes could also be speculated. Here we present the characteristic amplitudes and frequencies, as well as the event rates and detectability of these GW sources.



## SUMÁRIO

<b>LISTA DE FIGURAS.....</b>	<b>17</b>
<b>LISTA DE TABELAS.....</b>	<b>19</b>
<b>CAPÍTULO 1 - INTRODUÇÃO.....</b>	<b>21</b>
1.1 - Interferômetros a laser.....	25
1.2 - Detectores de massa ressonante.....	27
<b>CAPÍTULO 2 - A RELATIVIDADE GERAL E AS ONDAS GRAVITACIONAIS</b> <b>.....</b>	<b>31</b>
2.1 - As equações de campo de Einstein.....	31
2.2 - A interação das ondas gravitacionais com a matéria.....	36
2.3 - A rigidez do espaço-tempo.....	37
2.4 - PSR1913+16: evidência indireta da existência das ondas gravitacionais .....	39
<b>CAPÍTULO 3 - ONDAS GRAVITACIONAIS: PESQUISA E</b> <b>DESENVOLVIMENTO DE DETECTORES.....</b>	<b>43</b>
3.1 - Pesquisa em ondas gravitacionais.....	43
3.2 - Detectores de ondas gravitacionais.....	44
3.3 - O detector de ondas gravitacionais “Mario SCHENBERG”.....	46
<b>CAPÍTULO 4 - FONTES ASTROFÍSICAS DE ONDAS GRAVITACIONAIS....</b>	<b>49</b>
4.1 - Fontes “chirps”.....	49
4.2 - Fontes Impulsivas.....	49
4.2.1 - Supernovas.....	50
4.2.2 - Colapso de uma Estrela ou um Aglomerado Estelar para formar um BN .....	51
4.2.3 - Coalescência de Binárias Compactas (Estrelas de Nêutrons e Buracos Negros).....	51
4.2.4 - Queda de Estrelas e Pequenos Buracos Negros em Buracos Negros Supermassivos.....	53

4.3 - Fontes Periódicas.....	54
4.3.1 - Estrelas de Nêutrons em Rotação.....	54
4.3.2 - Estrelas Binárias.....	55
4.4 - Fontes Estocásticas.....	56
4.4.1 - Estrelas Binárias.....	57
4.4.2 - Estrelas de População III.....	57
4.4.3 - Ondas Gravitacionais Primordiais.....	58
4.4.4 - Transições de Fase.....	58
4.4.5 - Cordas Cósmicas.....	59
<b>CAPÍTULO 5 - FONTES ASTROFÍSICAS CANDIDATAS À OBSERVAÇÃO PELO DETECTOR MARIO SCHENBERG.....</b>	<b>61</b>
5.1 - Colapsos em núcleos de supernovas.....	62
5.2 - Instabilidades hidrodinâmicas em estrelas de nêutrons.....	64
5.3 - Excitação dos modos f de estrelas de nêutrons.....	64
5.4 - Excitação dos primeiros modos quadrupolares de buracos negros com massa ~ 3,8 M <sub>⊙</sub> .....	66
5.5 - Coalescência de objetos compactos, como estrelas de nêutrons e buracos negros, cujo objeto final possui massa ~ 3,8 M <sub>⊙</sub> .....	66
5.6 - Rotação de estrelas bosônicas ou de matéria estranha a ~ 1,6 kHz.....	67
5.7 - Espiração de mini-buracos negros em sistemas binários.....	68
<b>CAPÍTULO 6 - RESULTADOS OBTIDOS PARA O DETECTOR MARIO SCHENBERG.....</b>	<b>71</b>
6.1 - Colapsos em núcleos de supernovas.....	72
6.1.1 - Detectabilidade.....	72
6.1.2 - Taxa de Supernovas até 250 kpc.....	75
6.2 - Instabilidades hidrodinâmicas em estrelas de nêutrons.....	78
6.2.1 - Detectabilidade.....	78
6.2.2 - Taxa de Eventos.....	80
6.2.3 - Taxa de Eventos.....	81
6.3 - Excitação dos modos f de estrelas de nêutrons.....	83
6.3.1 - Detectabilidade.....	83
6.3.2 - Pulsares com Glitches.....	84

6.3.3 - As Equações de Estado (EOS).....	88
6.4 - Excitação dos primeiros modos quadrupolares de buracos negros com massa ~ 3,8 $M_{\odot}$ .....	89
6.4.1 - Detectabilidade.....	89
6.4.2 - Taxa de BNs entre 3,8 e 4,3 $M_{\odot}$ até 570 kpc.....	90
6.4.3 - Aglomerados Globulares Fechados.....	94
Taxa para um Aglomerado.....	96
Taxa Total para Aglomerados até 570 kpc.....	97
6.4.4 - Ondas Gravitacionais de um Sistema Binário EN-BN.....	97
6.5 - Rotação de estrelas bosônicas ou de matéria estranha a ~ 1,6 kHz.....	98
6.6 - Espiração de mini-buracos negros em sistemas binários.....	99
6.6.1 - Detectabilidade.....	99
6.6.2 - Taxa de Objetos até 1,7 Mpc.....	101
6.6.3 - Taxa de Objetos que coalescerão no Tempo de Hubble.....	103
<b>CAPÍTULO 7 - CONCLUSÕES.....</b>	<b>107</b>
<b>REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS.....</b>	<b>111</b>



## LISTA DE FIGURAS

1.1 Lei de Hubble. Os pontos representam as galáxias espirais observadas por Hubble e Humason em 1931, através da relação período-luminosidade de variáveis cefeidas.....	22
1.2 Distribuição isotrópica da RCFM.....	23
1.3 Esquema simplificado de um interferômetro Michelson.....	25
1.4 Concepção artística do LISA.....	26
1.5 Esquema simplificado de um detector de ondas gravitacionais.....	27
1.6 Foto da esfera do detector de massa ressonante esférico Mini-Grail – Holanda.....	28
2.1 Os dois estados de polarização (+ e x) de uma onda gravitacional que se propaga ao longo do eixo z.....	35
2.2 Os efeitos sofridos por um anel de partículas teste pela passagem de uma onda gravitacional.....	36
2.3 Diminuição do período orbital do pulsar binário PSR1913+16 medido ao longo de quase três décadas. Esta observação, embora indireta, é o primeiro resultado de observação de radiação gravitacional conhecido...	42
3.1 Detector de massa ressonante esférico SCHENBERG.....	47
6.1 Centros de concentração de massa no Grupo Local.....	71
6.2 Dependência da distância da fonte com a eficiência em energia e a sensibilidade do SCHENBERG.....	74
6.3 Dependência da distância da fonte com a sensibilidade e a frequência do SCHENBERG. A curva representa a frequência média da banda de operação do detector (3,2 kHz).....	79
6.4 Dependência da distância da fonte com a eficiência em energia e a sensibilidade do SCHENBERG.....	90
6.5 Amplitude nos momentos finais da espiralação de dois BHACHOs nas componentes + e x, r é a distância da fonte.....	100
6.6 Dependência da taxa de BHACHOs com a idade do Universo.....	106



## LISTA DE TABELAS

1.1 Alguns detectores de massa ressonante tipo barra que operam sob temperaturas criogênicas.....	28
6.1 Sensibilidades de operação do SCHENBERG.....	74
6.2 Taxa de supernovas por tipo morfológico.....	76
6.3 Taxa de supernovas.....	77
6.4 Frequência característica da onda gravitacional gerada pelos modos barra em estrelas de nêutrons recém-formadas, para dois valores representativos de raios equatoriais.....	80
6.5 Taxa de supernovas tipo II até 4Mpc.....	82
6.6 Pulsares com glitches conhecidos.....	87
6.7 Equações de estado.....	89
6.8 Galáxias do Grupo Local.....	102



## CAPÍTULO 1 - INTRODUÇÃO

Praticamente toda a informação que temos do Universo até os dias de hoje é fornecida pelas ondas eletromagnéticas. De cada banda do espectro eletromagnético somos capazes de obter um tipo de informação preciosa para o melhor entendimento dos fenômenos astrofísicos.

Do óptico temos um Universo mais sereno (estrelas e planetas que giram suavemente em suas órbitas); das ondas de rádio, que trouxeram uma revolução no estudo do Universo, uma visão mais violenta (galáxias em colisão, pulsares que giram rapidamente).

Por exemplo, da astronomia óptica foi obtida a lei de Hubble de expansão do Universo (FIGURA 1.1). Por meio do deslocamento da luz para o vermelho é possível comprovar que os objetos estão se afastando cada vez mais rápido. Essa velocidade de afastamento, também chamada de velocidade de recessão, pode ser expressa pela relação:

$$v = Hd \quad , \quad (1.1)$$

onde,

$H$  é a constante de Hubble e  $d$  é a distância até o objeto em questão.

Já a astronomia em rádio levou à descoberta da Radiação Cósmica de Fundo em Microondas (RCFM), que é uma emissão em rádio frequência com o pico em microondas (~115GHz) e altamente isotrópica, apresentando um espectro de corpo negro com temperatura de aproximadamente 2,7K. A RCFM é uma forte evidência de que o Universo era mais quente e denso no passado e é

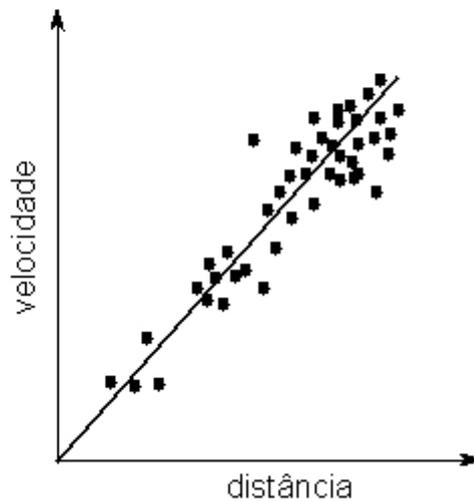


FIGURA 1.1 Lei de Hubble. Os pontos representam as galáxias espirais observadas por Hubble e Humason em 1931, através da relação período-luminosidade de variáveis cefeidas.

FONTE: Instituto de Física da Universidade Federal do Rio Grande do Sul.

considerada como um resíduo da época do Big Bang.

A FIGURA 1.2 mostra o mapa obtido em 1996 a partir das observações feitas pelo COBE (Cosmic Background Explorer) para todo o céu. O satélite mediu durante 4 anos o sinal da radiação cósmica de fundo que chega até nós. Assim, foi possível observar pela primeira vez as flutuações de temperatura extremamente tênues desta radiação, as quais são indicadoras das flutuações de densidade que originaram as estruturas do Universo atual.

Assim como as ondas eletromagnéticas proporcionam valiosas informações do Universo, tanto no óptico quanto em rádio, espera-se que a detecção de ondas gravitacionais (OGs) traga grandes avanços para a física, principalmente dentro do ramo da Astronomia. Podemos enumerar alguns dos avanços esperados (Aguiar, 1992).

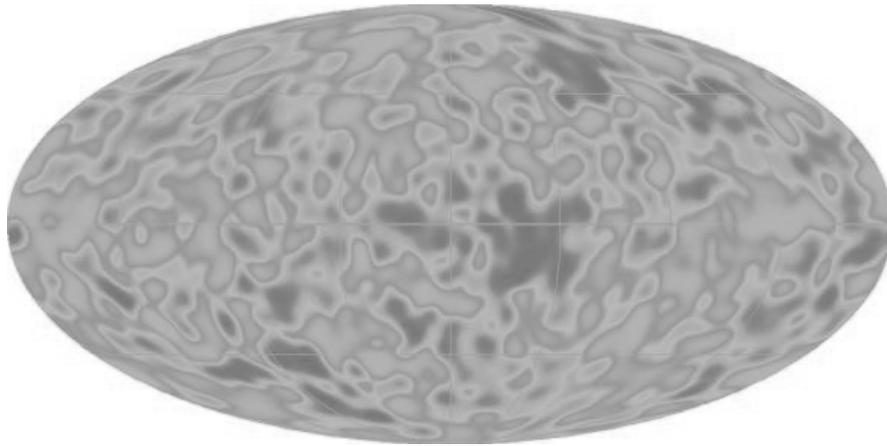


FIGURA 1.2 Distribuição isotrópica da RCFM.  
FONTE: Portal do Astrônomo.

- 1) Será possível comparar os tempos de chegada das OGs (grávitons) e de neutrinos produzidos em supernovas, que se traduzirá em um limite para a massa destas partículas;
- 2) Obter informação sobre a dinâmica do colapso do núcleo estelar, sua forma, etc.;
- 3) Indicar a ocorrência de um evento de supernova para futuras observações no óptico;
- 4) Estabelecer limites na taxa de formação de estrelas de nêutrons;
- 5) Determinar a massa de buracos negros;
- 6) Determinar a função de massa dos buracos negros supermassivos e, conseqüentemente, a evolução dos núcleos galácticos;
- 7) Estabelecer limites na equação de estado da matéria nuclear das estrelas de nêutrons;

- 8) Determinar a função de massa de estrelas de nêutrons e buracos negros;
- 9) Determinar a distância (e posição) de estrelas de nêutrons e buracos negros;
- 10) Determinar a distribuição de galáxias no Universo;
- 11) Identificar fontes de “bursts” de raios gama, caso estejam associadas à sistemas binários;
- 12) Obter informações sobre os parâmetros cosmológicos  $H_0$ ,  $\Omega_0$  e  $\Lambda$ , onde  $H_0$  é a constante de Hubble,  $\Omega_0$  é a densidade de matéria do Universo e  $\Lambda$  é a constante cosmológica;
- 13) Estabelecer limites a outras teorias da Gravitação;
- 14) Investigar a Relatividade Geral em regime dinâmico e não-linear;
- 15) Determinar a massa bariônica do Universo, que está na forma de estrelas de nêutrons e buracos negros.

Assim, espera-se que essas informações nos proporcionem um melhor entendimento de alguns eventos astrofísicos que não poderiam ser obtidos de nenhuma outra forma (Thorne, 1987).

Tais informações criarão um novo ramo da Astronomia, a Astronomia de Ondas Gravitacionais. E para obtê-las é necessário que se faça uso de determinados instrumentos chamados detectores de OGs.

Nesse Capítulo, trataremos resumidamente de dois tipos de detectores de OGs, os interferômetros à laser e os detectores de massa ressonante.

## 1.1 - INTERFERÔMETROS A LASER

Os interferômetros a laser são nominalmente denominados de interferômetros Michelson. Na FIGURA 1.3 apresentamos o esquema básico desse tipo de detector.

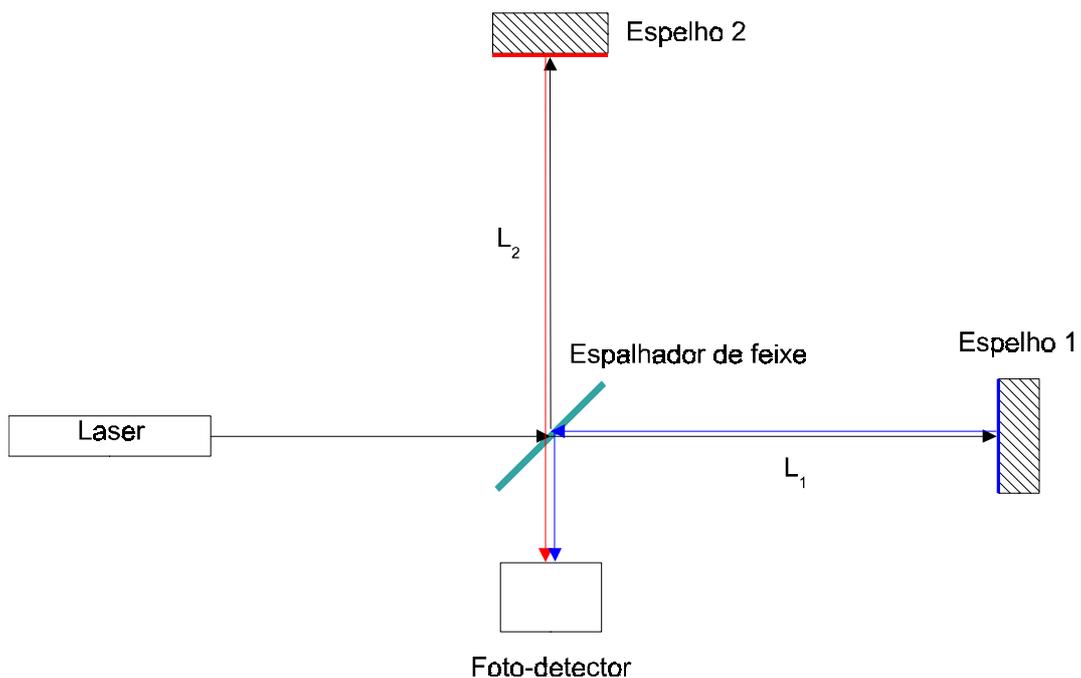


FIGURA 1.3 Esquema simplificado de um interferômetro Michelson.  
FONTE: Costa, 2002.

Os braços do interferômetro são representados como  $L_1$  e  $L_2$  na FIGURA 1.3. Quando uma OG atravessa o detector, o comprimento do feixe de um dos braços contrai e o outro expande. Isso altera o caminho óptico dos feixes laser, sendo essa alteração medida através do sistema foto-detector.

Como exemplos dos experimentos que apresentam este tipo de princípio, podemos citar:

- LIGO (USA): <http://www.ligo.caltech.edu/>
- Virgo (Itália): <http://www.virgo.infn.it/>
- GEO (Alemanha): <http://www.geo600.uni-hannover.de/>
- TAMA (Japão): <http://tamago.mtk.nao.ac.jp/>
- ACIGA (Austrália): <http://www.anu.edu.au/Physics/ACIGA/>

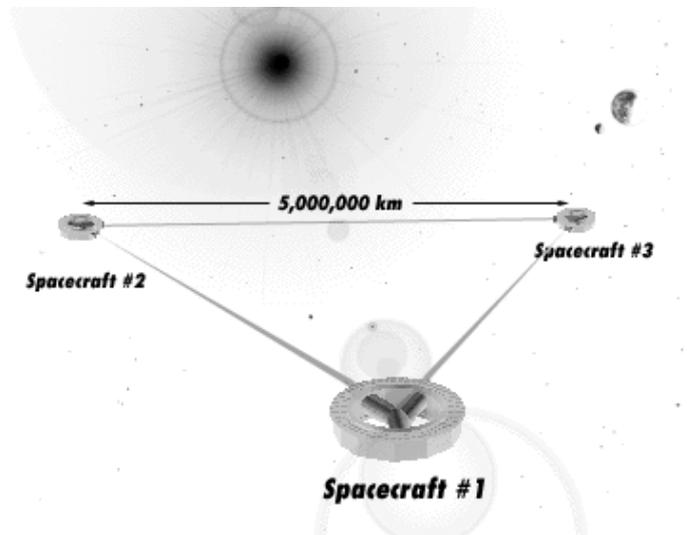


FIGURA 1.4 Concepção artística do LISA.  
FONTE: ver, e.g. Ju et al., 2000.

Existe, ainda, um grandioso projeto (FIGURA 1.4) que pretende construir um interferômetro à laser que permanecerá na órbita da Terra, o LISA (“Laser Interferometer Space Antenna”).

## 1.2 - DETECTORES DE MASSA RESSONANTE

Os detectores de massa ressonante são desenvolvidos para medir sinais acústicos induzidos pelo acoplamento de OGs com a matéria (FIGURA 1.5). Além do material com que é confeccionado, a forma do detector também fornece-lhe características próprias (TABELA 1.1). Assim, podem classificar-se em detectores tipo barra e esféricos (ver, e.g. Astone, 2002).

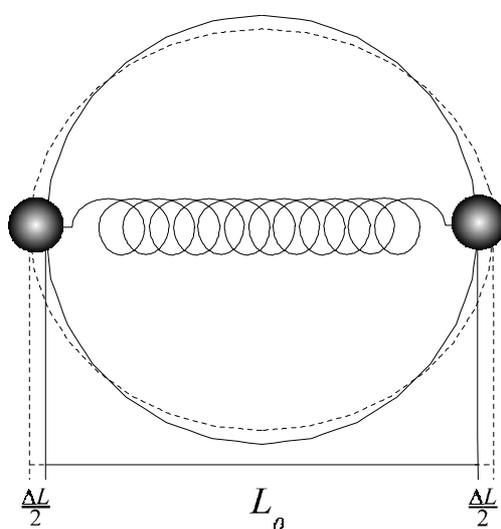


FIGURA 1.5 Esquema simplificado de um detector de ondas gravitacionais.  
FONTE: Costa, 2002.

A TABELA 1.1 mostra alguns dos detectores de massa ressonante tipo barra e suas características principais.

TABELA 1.1 Alguns detectores de massa ressonante tipo barra que operam sob temperaturas criogênicas.

antena	localização	material	temperatura de operação	freqüência (Hz)	sensibilidade (h adimensional)
ALLEGRO	Baton Rouge	Al	4K	900	$7 \times 10^{-19}$
EXPLORER	CERN	Al	2K	900	$7 \times 10^{-19}$
NIOBE	Perth	Nb	5K	700	$5 \times 10^{-19}$
NAUTILUS	Frascati	Al	100 mK	900	$6 \times 10^{-19}$
AURIGA	Legnaro	Al	100 mK	900	$3 \times 10^{-19}$

FONTE: Ju et al., 2000.

Três detectores de massa ressonante esféricos estão sendo construídos, em uma colaboração internacional: Mario SCHENBERG (grupo brasileiro Gráviton), Mini-Grail (Holanda) e SFERA (Itália). Esses três detectores operarão na mesma faixa de freqüências e, portanto, contribuirão para que seja possível cruzar suas informações, aumentando a confiabilidade na detecção.



FIGURA 1.6 Foto da esfera do detector de massa ressonante esférico Mini-Grail – Holanda.  
 FONTE: MiniGrail - Gravitational Radiation Antenna In Leiden.

O detector Mario SCHENBERG operará em uma banda de frequências de 3,0 a 3,4kHz. Nesta faixa do espectro podem existir uma série de fontes astrofísicas de OGs, tais como: colapsos do núcleo estelar que geram eventos de supernovas; instabilidades hidrodinâmicas em estrelas de nêutrons; oscilações e estelemotos em estrelas de nêutrons que excitam os modos  $f$ ,  $p$  e  $w^1$ ; excitações dos primeiros modos quadrupolares de buracos negros com massa  $\sim 4M_{\odot}$ ; coalescências de estrelas de nêutrons e buracos negros em sistemas binários e, ainda, fontes “exóticas” como rotações de estrelas bosônicas ou “estranhas” com períodos menores que alguns mili-segundos, além de espiralações de mini-buracos negros (Aguiar et al., 2002).

Nosso trabalho tem por objetivo principal determinar as amplitudes e frequências características, assim como a taxa e detectabilidade de algumas dessas fontes de OGs supracitadas.

Começamos esse trabalho mostrando que tipo de informações, atualmente, é possível se obter do Universo. Em seguida, discutimos que informações serão obtidas caso as OGs sejam detectadas.

No Capítulo 2 tratamos Da relação entre OGs e a Relatividade Geral, começando pelas equações de campo de Einstein; a seguir, a interação das OGs com a matéria, mostrando quão difícil é sua detecção. Fechamos o Capítulo considerando a evidência indireta da existência das OGs.

No terceiro Capítulo damos uma visão geral do desenvolvimento da pesquisa em OGs, bem como dos primeiros detectores, encerrando com uma seção falando sobre o detector Mario SCHENBERG.

O Capítulo 4 trata das fontes astrofísicas mais promissoras de OGs, segundo seu comportamento temporal e o Capítulo seguinte trata das fontes candidatas

---

<sup>1</sup> Os modos  $f$ ,  $p$  e  $w$  representam, respectivamente, o modo de fluido fundamental, o primeiro modo de pressão e o primeiro modo da onda gravitacional (“wave”) das estrelas de nêutrons.

à detecção para o SCHENBERG.

O Capítulo 6 mostra os resultados para a distância máxima que uma fonte astrofísica deva estar para ser detectada e a sua respectiva taxa de ocorrência. As conclusões e considerações finais são apresentadas no sétimo Capítulo.



## CAPÍTULO 2 - A RELATIVIDADE GERAL E AS ONDAS GRAVITACIONAIS

### 2.1 - AS EQUAÇÕES DE CAMPO DE EINSTEIN

O campo gravitacional, na Relatividade Geral (RG), é descrito pela métrica  $g_{\mu\nu}$  que está relacionada ao tensor momento-energia  $T_{\mu\nu}$  por meio de equações diferenciais de segunda ordem, na forma das chamadas equações de campo de Einstein, dadas por:

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}g_{\mu\nu}R = \frac{8\pi G}{c^4}T_{\mu\nu} \quad (2.1)$$

onde,

$R_{\mu\nu}$  e  $R$  denotam o tensor e o escalar de Ricci, respectivamente;  $G$  é a constante de gravitação universal e  $c$  a velocidade da luz no vácuo.

Quando o espaço é curvo, o tensor de Riemann  $R^\lambda_{\mu\nu\xi}$  envolve diferenciais parciais de segunda ordem, o que torna os cálculos muito complicados.

Porém, se o campo gravitacional é suficientemente fraco (aproximação de campo fraco), a curvatura do espaço-tempo é quase plana e a métrica pode ser expressa por:

$$g_{\mu\nu} = \eta_{\mu\nu} + h_{\mu\nu} \quad , \quad (2.2)$$

sendo que  $h_{\mu\nu}$  possui componentes numericamente pequenas  $|h_{\mu\nu}| \ll 1$  .

Desta forma podemos escrever o tensor  $g_{\mu\nu}$  como uma deformação na métrica de Minkowski  $\eta_{\mu\nu}$ , onde:

$$\eta_{\mu\nu} = \begin{bmatrix} -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} . \quad (2.3)$$

O tensor de Ricci pode ser calculado por:

$$R_{\mu\nu} = \Gamma_{\lambda\mu,\nu}^{\lambda} - \Gamma_{\mu\nu,\lambda}^{\lambda} . \quad (2.4)$$

Enquanto a conexão afim pode ser escrita como:

$$\Gamma_{\mu\nu}^{\lambda} = \frac{1}{2} \eta^{\lambda\rho} (h_{\rho\nu,\mu} + h_{\rho\mu,\nu} - h_{\mu\nu,\rho}) . \quad (2.5)$$

Usando o fato de que as equações de campo possuem o termo  $\frac{g_{\mu\nu}}{2}$ , podemos simplificá-las definindo um calibre (“gauge”) adequado:

$$\bar{h}_{\mu\nu} \equiv h_{\mu\nu} - \frac{1}{2} \eta_{\mu\nu} h , \quad (2.6)$$

onde,

$$h \equiv \eta^{\gamma\delta} h_{\gamma\delta} = h_{\gamma}^{\gamma} .$$

E ainda podemos aplicar o “gauge” de Lorentz<sup>2</sup>  $\bar{h}^{\mu\nu}_{, \nu} = 0$  , resultando:

$$\square^2 \bar{h}_{\mu\nu} = -\frac{16\pi G}{c^4} T_{\mu\nu} . \quad (2.7)$$

Para o vácuo  $T_{\mu\nu} = 0$  , de forma que obtemos:

$$\square^2 \bar{h}_{\mu\nu} = 0 \quad (2.8)$$

onde,

$\square = -\partial_0^2 + \nabla^2$  é o operador de d'Alembert.

Estas duas últimas equações apresentadas são equações tensoriais de onda, que possuem soluções da forma:

$$\bar{h}_{\mu\nu} = A_{\mu\nu} e^{[ik(z-ct)]} , \quad (2.9)$$

que representam uma onda monocromática se propagando ao longo da direção  $z$  com velocidade  $c$  e frequência angular  $kc$  (onde  $k$  é o número de onda). Estas perturbações na curvatura do espaço-tempo são chamadas de OGs.

Por esse formalismo veremos que soluções de onda plana conduzem a um resultado onde as OGs são transversas e possuem dois estados de polarização.

---

<sup>2</sup> Essas transformações não alteram a solução dos campos, ou seja, os campos são invariantes sob tais transformações.

Neste caso, quando uma onda gravitacional passa através do espaço-tempo, este oscila com uma pequena perturbação  $h_{\mu\nu}(t)$ .

Para melhor entender a interação dessas ondas com a matéria é necessário adotar um calibre onde somente as componentes do tensor de perturbação são diferentes de zero, e ainda considerando que sejam transversais à direção de propagação, são livres de divergência ( $h_{kj,j} = 0$ ) e possuem o traço nulo ( $h^k_k = 0$ ),

onde,

$$\bar{h}_{\mu\nu} = h_{\mu\nu}^{TT} : \text{transversa e sem traço.}$$

Agora o tensor de Riemann assume a forma:

$$R_{j0k0} = -\frac{1}{2} \ddot{h}_{jk,00}^{TT}, \quad (2.10)$$

e nos casos particulares:

$$R_{x0x0} = -R_{y0y0} = -\frac{1}{2} \ddot{h}_{mais} \left( t - \frac{z}{c} \right) \quad (2.11.a)$$

e

$$R_{x0y0} = R_{y0x0} = -\frac{1}{2} \ddot{h}_{xis} \left( t - \frac{z}{c} \right), \quad (2.11.b)$$

com

$$h_{mais} = h_{xx}^{TT} = -h_{yy}^{TT} = \text{Real} \left\{ A_{mais} e^{-i[w(t - \frac{z}{c}) + \phi_{mais}]} \right\} \quad (2.12.a)$$

e

$$h_{xis} = h_{xy}^{TT} = h_{yx}^{TT} = \text{Real} \left\{ A_{xis} e^{-i[w(t - \frac{z}{c}) + \phi_{xis}]} \right\} , \quad (2.12.b)$$

A FIGURA 2.1 mostra os dois estados de polarização das OGs, representados através de suas respectivas amplitudes  $A_+$  e  $A_x$ .

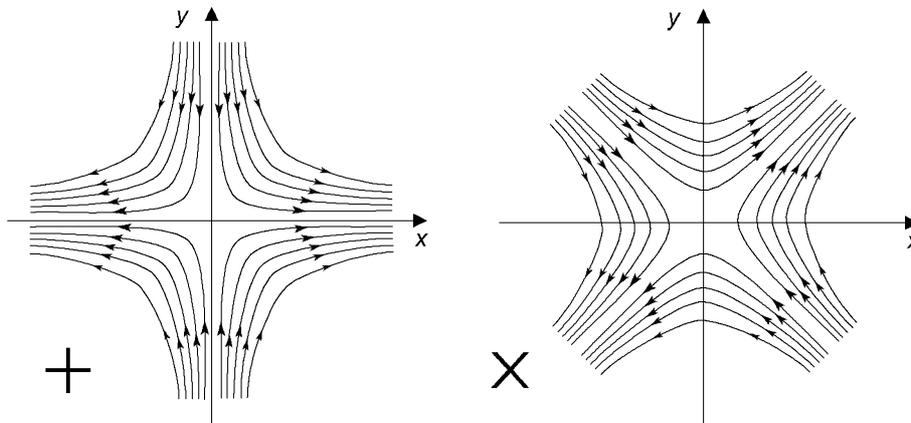


FIGURA 2.1 Os dois estados de polarização (+ e x) de uma onda gravitacional que se propaga ao longo do eixo z.

As OGs não tem efeito sob um único ponto, ou seja, elas não geram oscilações absolutas, somente relativas, produzindo uma força de maré fluante perpendicular à direção de propagação, como mostrado na FIGURA 2.2.

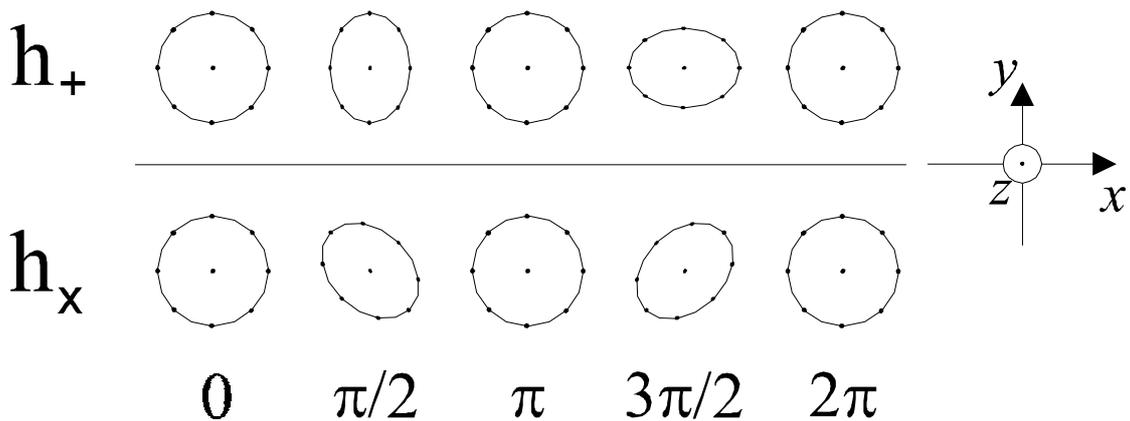


FIGURA 2.2 Os efeitos sofridos por um anel de partículas teste pela passagem de uma onda gravitacional.

## 2.2 - A INTERAÇÃO DAS ONDAS GRAVITACIONAIS COM A MATÉRIA

Se a distribuição de massa que produziu a onda gravitacional é pequena comparada com o comprimento de onda, a amplitude de maré pode ser calculada a partir da aproximação quadrupolar dada pela equação (ver, e.g. Maucelli, 1997):

$$h \sim \frac{G}{c^4 r} \frac{d^2 I}{dt^2} \quad (2.13)$$

onde,

$I$  é o momento de quadrupolo e  $r$  é a distância à fonte.

Podemos perceber que a amplitude de maré é muito pequena devido ao fator

$$\frac{G}{c^4} = 8 \times 10^{-45} \text{ s}^2 \text{ kg}^{-1} \text{ m}^{-1},$$

o que torna praticamente impossível produzir tais

ondas em laboratório. Ou seja, essa variação de distância entre duas “partículas” seria tão pequena que nenhum instrumento poderia medi-la.

Porém, se considerarmos eventos de dimensões astronômicas, isto é, fontes astrofísicas de OGS, as expectativas em detectá-las serão mais otimistas e então as amplitudes dessas ondas poderão ser definitivamente medidas.

### 2.3 - A RIGIDEZ DO ESPAÇO-TEMPO

Lembrando que o tensor de Einstein é dado por:

$$G_{\mu\nu} = R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}g_{\mu\nu}R \quad . \quad (2.14)$$

Podemos então escrever o tensor momento-energia como:

$$T_{\mu\nu} = \frac{c^4}{8\pi G} G_{\mu\nu} \quad , \quad (2.15)$$

cujo traço é:

$$T = \frac{c^4}{8\pi G} G \quad , \quad (2.16)$$

onde:  $G$  e  $G$  indicam, respectivamente, a contração do tensor de Einstein e a constante da Gravitação Universal.

Assim, podemos comparar a equação acima com a lei de Hooke:

$$F = kx \quad , \quad (2.17.a)$$

ou melhor:

$$P = Eh \quad (2.17.b)$$

onde:  $P$ ,  $E$  e  $h$  representam a pressão aplicada, o módulo de elasticidade do meio (módulo de Young) e a deformação linear, respectivamente.

Então, identificando os termos, temos que:

$$P \Rightarrow T \quad (2.18.a)$$

$$E \Rightarrow \frac{c^4}{8\pi G} \quad (2.18.b)$$

$$h \Rightarrow G \quad (2.18.c)$$

Desta comparação, podemos concluir que o espaço não é infinitamente rígido, como na Física Newtoniana, mas sim extremamente rígido. O termo  $c^4/8\pi G$  é da ordem de  $5,0 \times 10^{42} \text{ kg ms}^{-2}$ . Sendo assim, quando uma OG passa pela estrutura do espaço-tempo, este oscila com uma perturbação  $h_{\mu\nu}(t)$ .

## 2.4 - PSR 1913+16: EVIDÊNCIA INDIRETA DA EXISTÊNCIA DAS ONDAS GRAVITACIONAIS

As OGs, de fato, nunca foram detectadas embora, como veremos no Capítulo 3, muitos esforços tenham sido feitos nesse sentido desde a década de 60. Porém, um indício da sua existência reside no fato do estudo do pulsar PSR1913+16.

O monitoramento do decaimento do período orbital do pulsar PSR1913+16 é de grande importância para a teoria da RG de Einstein, pois seu decréscimo encontra-se em acordo com a taxa de emissão de OGs prevista pela teoria.

O pulsar e sua companheira compacta, uma estrela de nêutrons, formam um sistema binário cujos parâmetros orbitais (massa, semi-eixo maior e período) são bem conhecidos. Além disso, medidas precisas de três efeitos relativísticos são possíveis, sendo eles: a precessão orbital, o redshift gravitacional e a diminuição do período orbital devido à radiação gravitacional (Kenyon, 1990). Desta forma, é possível calcular seu momento de quadrupolo e inferir sua taxa de emissão de radiação gravitacional.

Por exemplo, a luminosidade produzida pelo sistema pode ser calculada através de (ver, e.g. Kenyon, 1990):

$$L = \frac{G}{5c^5} (128\omega^6 M^2 a^4) \quad (2.19)$$

onde,

$\omega$  é a frequência angular,  $M$  é a massa total das componentes e  $a$  é o raio da órbita.

Para calcular a taxa de diminuição do período orbital, temos que estimar a taxa de perda de energia do sistema binário. Sabendo que a energia total pode ser escrita por:

$$E = Mv^2 - \frac{GM^2}{2a} \quad (2.20)$$

onde,

$v$  é a velocidade radial.

E que a equação do movimento para um deslocamento radial pode ser escrita por:

$$\frac{Mv^2}{a} = \frac{GM^2}{4a^2} \Rightarrow v^2 = \frac{GM}{4a} \quad , \quad (2.21)$$

e lembrando que:

$$\omega = \frac{v}{a} = \frac{GM}{4a^3} \quad . \quad (2.22)$$

Temos, substituindo na equação da energia total (equação 2.20), que:

$$E = -\frac{GM^2}{4a} = -\frac{GM^2}{4} \left( \frac{4\omega^2}{GM} \right)^{\frac{1}{3}} \quad . \quad (2.23)$$

Desta forma, pode-se calcular a taxa de perda de energia:

$$\frac{dE}{E} = \frac{2}{3} \frac{d\omega}{\omega} = -\frac{2}{3} \frac{d\tau}{\tau} . \quad (2.24)$$

E mostrar então que:

$$\frac{(d\tau/dt)}{\tau} = -\frac{12}{5} \frac{G^3 M^3}{c^5 a^4} . \quad (2.25)$$

Inserindo os valores dos parâmetros orbitais medidos por Taylor e colaboradores ( $a, \tau$ ), temos:

$$\frac{d\tau}{dt} \simeq -2,4 \times 10^{-12} ,$$

valor este que está de acordo com o que prediz a RG (ver FIGURA 2.3).

O próximo Capítulo mostra todo o esforço inicial no que diz respeito à tentativa de se detectar as OGs previstas pela teoria da Relatividade Geral de Einstein.

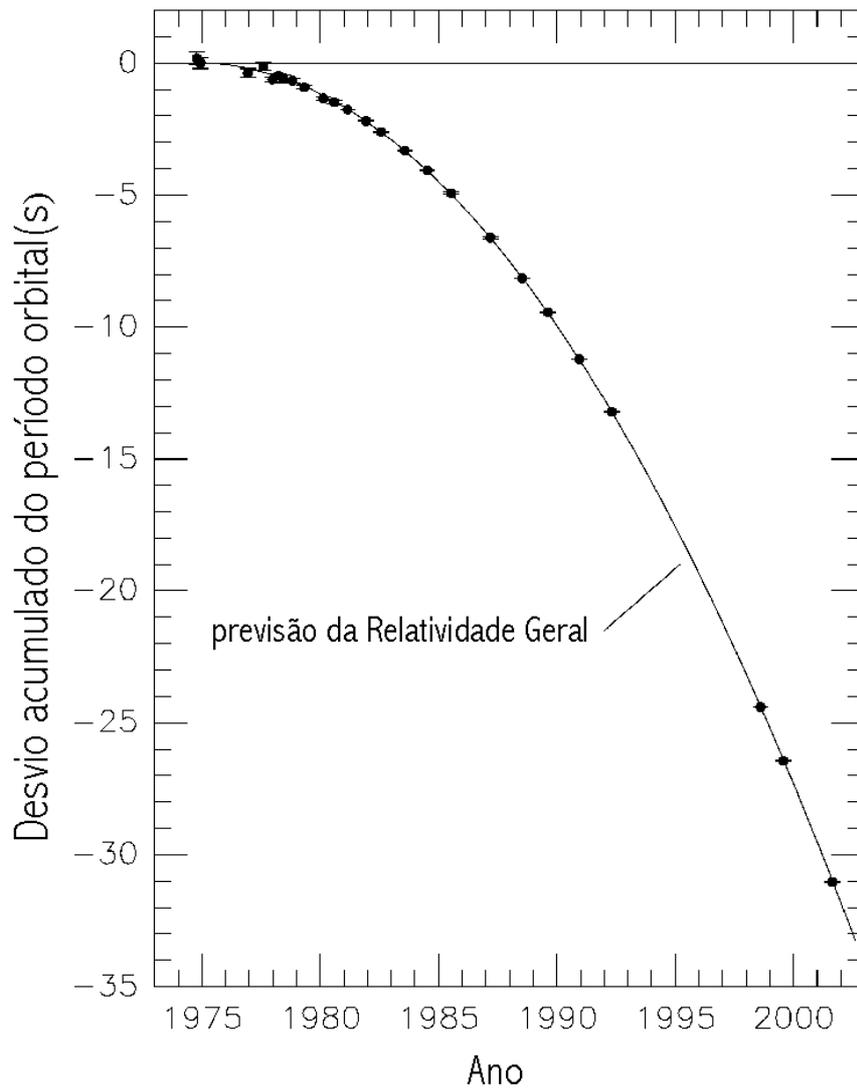


FIGURA 2.3 Diminuição do período orbital do pulsar binário PSR 1913+16 medido ao longo de quase três décadas. Esta observação, embora indireta, é o primeiro resultado de observação de radiação gravitacional conhecido.  
 FONTE: adaptada de Weisberg e Taylor (2002).

## **CAPÍTULO 3 - ONDAS GRAVITACIONAIS: PESQUISA E DESENVOLVIMENTO DE DETECTORES**

### **3.1 - PESQUISA EM ONDAS GRAVITACIONAIS**

A idéia da existência das OGs já estava implícita na Teoria Especial da Relatividade, com sua velocidade limitante finita para transferência de informação, apresentada por Albert Einstein em 1905. Porém, a formulação explícita para a descrição das OGs, na Relatividade Geral (RG), somente foi obtida por Einstein no período 1916-1918<sup>3</sup>.

Nessa época, Einstein mostrou que certas acelerações de massas produzem campos gravitacionais dependentes do tempo que se propagam, afastando-se de suas fontes à velocidade da luz, como deformações na estrutura do espaço-tempo. Tal deformação do espaço-tempo em deslocamento é chamada de OG. Desde então, a detecção direta das OGs tornou-se um dos grandes desafios para a física do século XX e, agora também, do século XXI.

O primeiro artigo de Einstein sobre radiação gravitacional, em 1916, abordava somente a emissão de OGs fracas (linearizadas), que se propagam em um espaço-tempo plano. Já no seu segundo artigo, Einstein tratou da derivação quadrupolar da radiação gravitacional.

Na década seguinte, Weyl em 1922 e Eddington em 1924 refinaram o trabalho de Einstein e, então, a teoria linearizada de OGs tornou-se completamente entendida.

Em 1941, Landau e Lifshitz obtiveram o primeiro resultado satisfatório da emissão de OGs de sistemas com auto-gravidade, mas as análises desses

---

<sup>3</sup> As informações mais remotas que se tem sobre a existência de radiação gravitacional estão em um livro publicado em 1893 por Heaviside. Alguns anos depois surgiram outros trabalhos, de 1900 por H. A. Lorentz e de 1905 por H. Poincaré.

sistemas nas décadas de 40 e 50 trouxeram à tona a dúvida de que as OGs pudessem realmente carregar energia.

No entanto, Bondi (1957) mostrou que as OGs realmente carregam energia e ainda estudou as propriedades assintóticas das ondas no infinito.

Já em 1960, em uma época em que praticamente nada era conhecido das fontes emissoras de OGs, Joseph Weber mostrou que as OGs poderiam ser detectadas utilizando-se medidas do tensor de Riemann, através do monitoramento de movimentos relativos entre massas pontuais.

Como colocado acima, OGs são perturbações na curvatura local do espaço-tempo, que viajam à velocidade da luz e excitam os modos normais de oscilação quadrupolares<sup>4</sup> de corpos elásticos por onde passam. O monitoramento dessas oscilações torna possível a detecção direta de OGs e, conseqüentemente, a obtenção de informações sobre fontes astrofísicas emissoras de radiação gravitacional. Os instrumentos desenvolvidos com tal função são conhecidos como detectores de OGs.

### **3.2 - DETECTORES DE ONDAS GRAVITACIONAIS**

A construção dos primeiros detectores de OGs ocorreu na década de 60. O trabalho pioneiro de Weber consistiu de uma barra de alumínio, sustentada pelo centro de massa por um cabo de titânio. Essa barra era envolta por uma campânula que a mantinha sob vácuo e à temperatura ambiente. Sobre a mesma eram colocados cristais piezoelétricos sensíveis a deformações, os chamados “detectores de primeira geração”.

Após quase uma década de esforços, em 1969 Weber anunciou que seus detectores de barra ressonante, um próximo à Washington D.C. e outro

---

<sup>4</sup> Os modos octupolares e seguintes também são excitados com a passagem da OG, mas não são considerados neste caso por serem menos expressivos, em termos de amplitude, que os modos quadrupolares.

próximo à Chicago, teriam sido excitados simultaneamente por OGs. Mais seis anos se passaram e muitos grupos ao redor do mundo se empenharam em construir outros detectores similares ao seu. Infelizmente, esses esforços não trouxeram nenhuma evidência de que as OGs teriam sido detectadas.

A idéia de um detector esférico só começou a ser vislumbrada no início dos anos 70, por Robert L. Forward, e consistia de uma esfera sobre a qual seriam anexados transdutores eletro-mecânicos, os quais mediriam deformações sofridas pela esfera como resultado da excitação de seus modos normais de oscilação devido à passagem de uma onda gravitacional.

Muitos avanços foram feitos nos últimos anos no sentido de se obter sensibilidade necessária para colher informações de eventos astrofísicos, avanços esses relacionados com: resfriamento das barras à temperatura do hélio líquido; diferentes materiais empregados na sua construção; aperfeiçoamento dos transdutores, etc.

Esses novos avanços que introduziram os chamados “detectores de segunda geração” trouxeram um aprimoramento no que diz respeito à sensibilidade de detecção, com um ganho em torno de 30 vezes em amplitude e cerca de 1000 vezes em energia em relação aos detectores de primeira geração (Thorne, 1987).

Podemos destacar também a implementação de novos tipos de detectores, os detectores baseados em interferometria a laser. Neste caso, uma onda gravitacional ao passar por um dos braços do interferômetro aumenta seu comprimento enquanto contrai o outro braço, gerando uma defasagem na recombinação do feixe do laser. Quanto maior o comprimento dos braços maior será a sensibilidade de detecção. Esses tipos de detectores tem a vantagem de abranger uma grande banda de frequências (10Hz a 10kHz) (Thorne, 1987).

Deve-se Lembrar que os detectores de massa ressonante caracterizam-se por cobrirem uma faixa de detecção mais estreita que os interferômetros, porém com maior sensibilidade em alguns casos.

Um aperfeiçoamento desse tipo de equipamento envolve colocar um interferômetro no espaço, que fará com que não seja limitado em baixas frequências pelo ruído sísmico, além de poder incorporar braços maiores. Sua banda de frequências seria da ordem de  $10^{-4}$  a  $10^{-1}$ Hz.

Uma nova geração de detectores tem sido implementada nos últimos anos, os detectores de massa ressonante esféricos trabalhando a temperaturas ultracriogênicas (“detectores de quarta geração”<sup>5</sup> (Furtado, 2000)), que possuem massa superior aos detectores de barra e, com isso, maior seção de choque com a onda gravitacional. Além disso, possuem sensibilidade omnidirecional e, assim, podem cobrir todo o céu, de forma que podem fornecer a direção e a polarização da onda incidente.

### **3.3 - O DETECTOR DE ONDAS GRAVITACIONAIS “MARIO SCHENBERG”**

Um dos esforços mais recentes na construção de detectores de massa ressonante é o detector Mario SCHENBERG (FIGURA 3.1), do projeto Gráviton [O projeto Graviton é um esforço de cientistas brasileiros de diversas instituições (INPE, USP, ITA, Unicamp, Uniban), ao qual este trabalho está diretamente ligado].

O detector Mario SCHENBERG consiste de uma antena esférica ultracriogênica, com 65 cm de diâmetro e 1150 kg, confeccionada em uma liga de cobre e alumínio (CuAl 6%). O SCHENBERG irá operar em temperaturas menores que 0,1 K e terá sensibilidade suficiente para captar sinais com

---

<sup>5</sup> Os “detectores de terceira geração” são um aperfeiçoamento dos detectores de massa cilíndrica sob vácuo e a temperaturas 0,1K.

amplitudes  $h > 10^{-22} \text{ Hz}^{-1/2}$ , na faixa de 3,0-3,4 kHz. A antena SCHENBERG está sendo construída em São Paulo, no Laboratório de Estado Sólido e Baixas temperaturas (LESBT) do Instituto de Física da Universidade de São Paulo.

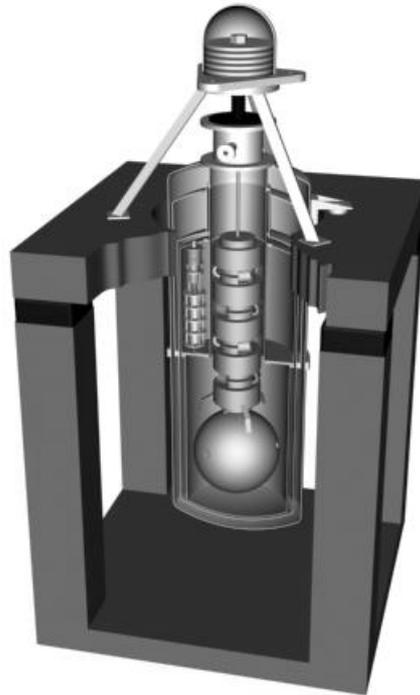


FIGURA 3.1 Detector de massa ressonante esférico SCHENBERG.

Existe toda uma tecnologia desenvolvida para a construção dessa antena, como seu resfriamento que será por meio de câmaras criogênicas que a manterá a baixas temperaturas e toda a parte de isolamento vibracional que contará com vários estágios necessários para evitar ao máximo que qualquer ruído interfira no sinal.

O projeto oferece algumas vantagens como, por exemplo, a capacidade de identificar a posição e a polarização da onda recebida devido a sua geometria

esférica e um avanço na implementação de novas tecnologias na detecção de OGs.

A viabilidade desse projeto está na sua contribuição sem precedentes para detecção e identificação de eventos astrofísicos violentos envolvendo estrelas de nêutrons e/ou buracos negros nessa faixa, bem como para a física e desenvolvimento de novas tecnologias como um todo.

No próximo Capítulo veremos quais são as fontes astrofísicas mais promissoras que poderão ser analisadas pelos detectores de OGs.

## **CAPÍTULO 4 - FONTES ASTROFÍSICAS DE ONDAS GRAVITACIONAIS**

As fontes de OGs podem ser classificadas pelo comportamento temporal do seu sinal. De acordo com essa classificação, as fontes são divididas em: fontes “chirps”, fontes impulsivas (“bursts”), fontes periódicas e fontes estocásticas.

### **4.1 - FONTES “CHIRPS”**

Um sinal “chirp” é produzido por sistemas binários formados por estrelas de nêutrons (ENs) e buracos negros (BNs) que emitem radiação gravitacional, aumentando sua amplitude e frequência quanto mais se aproximam da coalescência final do sistema (ver, e.g. Barish, 1999).

A taxa de ocorrência para tais eventos é estimada em poucos por ano dentro de um raio de 200 Mpc para sistemas binários EN-EN e é mais incerta ainda para o caso de sistemas binários BN-BN (Barish, 1999).

### **4.2 - FONTES IMPULSIVAS**

As fontes impulsivas caracterizam-se pela emissão de um sinal único de curta duração e por apresentarem poucos ciclos coerentes, o que as caracteriza como fontes de banda larga (Ju et al., 2000).

Esse tipo de fonte pode ainda ser subdividido em duas classes, impulsivas sem memória, em que  $h_{jk}^{TT}$  permanece nulo antes e após o evento, e com memória, em que  $h_{jk}^{TT}$  inicialmente é nulo e após o evento decai para um valor não-nulo  $\Delta h_{jk}^{TT}$ , chamado memória do “burst” (Thorne, 1987).

Uma fonte impulsiva tem frequência característica  $f_c$ , dependente do tempo de duração do evento  $\tau_c$ , sendo (Ju et al., 2000):

$$f_c = \frac{1}{2\pi\tau_c} , \quad (4.1)$$

a qual representa o pico na distribuição espectral. Já a sua amplitude característica pode ser estimada, considerando-se um “pulso” gaussiano, por (Thorne, 1987):

$$h_c \simeq 2,7 \times 10^{-20} \left( \frac{\Delta E_{OG}}{M_{\odot} c^2} \right)^{\frac{1}{2}} \left( \frac{1kHz}{f_c} \right)^{\frac{1}{2}} \left( \frac{10Mpc}{r_0} \right) \quad (4.2)$$

onde,

$\Delta E_{OG}$  é a energia convertida em radiação gravitacional,  $r_0$  é a distância até a fonte e 10Mpc é a distância ao centro do aglomerado de galáxias de Virgo (supondo  $H_0 = 100 \text{ kms}^{-1}\text{Mpc}^{-1}$ ).

Dentre as fontes candidatas a gerar eventos com emissão de OGs impulsivas podemos destacar as seguintes.

#### 4.2.1 - Supernovas

É bem provável que as supernovas do tipo II sejam oriundas do colapso gravitacional de estrelas massivas altamente evoluídas. Já as supernovas do tipo I são o resultado da explosões nucleares de anãs brancas em sistemas binários que estão acretando material de uma companheira.

Tanto a intensidade quanto a forma das ondas emitidas por uma explosão de SN são igualmente desconhecidas. É pouco provável que, antes de serem detectadas as OGs provenientes desses eventos, essas importantes características possam ser previstas (Thorne, 1987).

#### **4.2.2 - Colapso de uma Estrela ou um Aglomerado Estelar para formar um BN**

A eficiência de geração de OGs na formação de um BN é altamente sensível ao grau de não-esfericidade do colapso. As possibilidades de ocorrência de tais eventos podem ser melhor entendidas se considerarmos que é bem provável que existam BNs em nosso Universo com massas entre  $2 M_{\odot} \leq M \leq 10^{10} M_{\odot}$  (Thorne, 1987).

Aqueles de mais baixa massa formam-se pelo colapso direto de uma estrela, mas os de massa mais alta podem formar-se por diversos meios (colapso direto, crescimento gradual da massa de um buraco negro por acreção, colisão e coalescência de buracos negros menores, etc.).

Se o colapso para BN irradia com uma eficiência  $\Delta E/Mc^2$  e o buraco negro está a uma distância  $r_0$  e tem uma massa  $M$ , então a amplitude característica pode ser estimada por (Thorne, 1987):

$$h_c \simeq 7 \times 10^{-22} \left( \frac{\varepsilon}{0,01} \right)^{\frac{1}{2}} \left( \frac{M}{M_{\odot}} \right) \left( \frac{10 Mpc}{r_0} \right). \quad (4.3)$$

#### **4.2.3 - Coalescência de Binárias Compactas (Estrelas de Nêutrons e Buracos Negros)**

Nosso Sol é uma estrela pouco comum por estar sozinha; muitas estrelas

estão encerradas em sistemas binários. Em um sistema binário, a estrela mais massiva evoluirá mais rapidamente e eventualmente se tornará um objeto compacto, como uma anã branca, uma estrela de nêutrons ou um buraco negro.

Existem diversas estrelas encerradas em sistemas binários no Universo e podemos considerar, da evolução estelar, que algumas componentes desses sistemas sejam ENs ou BNs e que estejam próximos o suficiente para coalescerem por reação de radiação gravitacional em um tempo menor que a idade do Universo.

Um dos exemplos mais conhecidos de sistemas binários compactos é o pulsar PSR 1913+16 (seção 2.4).

Sistemas binários compactos emitem OGs periódicas com frequências que varrem o espectro atingindo seu valor máximo próximo à coalescência, onde (Thorne, 1987):

$$f_{max} \simeq 1 \text{ kHz} \quad , \text{ para estrelas de nêutrons;}$$

$$f_{max} \simeq \frac{10 \text{ kHz}}{M_1 / M_{\odot}} \quad , \text{ para buracos negros.}$$

onde,

$M_1$  corresponde ao objeto mais massivo do sistema binário.

A amplitude na fase de espiralação é dada por (Thorne, 1987):

$$h_c \simeq 4,1 \times 10^{-22} \left( \frac{\mu}{M_\odot} \right)^{\frac{1}{2}} \left( \frac{M}{M_\odot} \right)^{\frac{1}{3}} \left( \frac{100 \text{Mpc}}{r} \right) \left( \frac{100 \text{Hz}}{f_c} \right)^{\frac{1}{6}} \quad (4.4)$$

onde,

$M = M_1 + M_2$  e  $\mu = M_1 M_2 / M$  são a massa total e a massa reduzida do sistema, respectivamente.

#### 4.2.4 - Queda de Estrelas e Pequenos Buracos Negros em Buracos Negros Supermassivos

Segundo observações, tem-se a evidência de BNs supermassivos no centro de galáxias. Por exemplo, na Via Láctea há evidência de um BN com massa  $\sim 2,6 \times 10^6 M_\odot$  (Morris et al., 1999) e, possivelmente, possa existir um BN com massa  $\sim 2 \times 10^9 M_\odot$  em NGC 3115 (Kormendy et al., 1996).

Devido a sua grande massa, alguns objetos podem orbitar próximos o suficiente e transferir matéria ou até mesmo serem “sugados” por ele, além de poderem ser espalhados pela forte aceleração do campo gravitacional.

A amplitude característica da onda gerada para parâmetros de impacto típicos pode ser descrita por (Thorne, 1987):

$$h_c \simeq 2 \times 10^{-21} \left( \frac{M_2}{M_\odot} \right) \left( \frac{10 \text{Mpc}}{r_0} \right) \quad (4.5)$$

onde,

$M_2$  é a massa do objeto em queda no BN supermassivo e  $r_0$  é a distância considerada.

### **4.3 - FONTES PERIÓDICAS**

As fontes periódicas ou fontes de banda estreita apresentam sinais contínuos, mantendo coerência durante muitos ciclos, o que permite a integração do sinal durante longos períodos de tempo e caracterizam-se por um conjunto discreto de frequências.

Nas próximas sub-seções destacamos alguns exemplos de fontes que apresentam esse tipo de comportamento temporal.

#### **4.3.1 - Estrelas de Nêutrons em Rotação**

Uma EN em rotação emitirá OGs em várias frequências como resultado dos desvios da simetria em torno do seu eixo de rotação. Devido a esses desvios, a luz emitida pelos pólos varre diferentes direções no espaço como um farol. Somente quando a Terra encontra-se na direção da radiação emitida pelos pólos é que podemos detectar a EN. Nesse caso, esse objeto passa a ser chamado de pulsar.

Os pulsares conhecidos como pulsares de milissegundos caracterizam-se pela alta taxa de rotação e pelo baixo campo magnético superficial ( $10^8$  G, lembrando que para pulsares ordinários esse valor pode estar em torno de  $10^{12}$  G).

Acredita-se que os pulsares de milissegundos sejam pulsares velhos que diminuíram seus períodos de rotação pela acreção de matéria despejada por uma companheira. A acreção de matéria na estrela de nêutrons produz raios-X que têm sido detectados em sistemas binários com baixa massa emissores de raios-X (Low Mass X-ray Binaries - LMXB).

A amplitude característica dessas ondas dependem do momento de inércia da

estrelas em torno do seu eixo de rotação e da elipticidade gravitacional do sistema. Conforme Thorne (1987) temos:

$$h_c = 7,7 \times 10^{-20} \varepsilon \left( \frac{I_{\bar{z}\bar{z}}}{10^{45} \text{ g cm}^2} \right) \left( \frac{f}{1 \text{ kHz}} \right)^2 \left( \frac{10 \text{ kpc}}{r} \right) \quad (4.6)$$

onde,

$$\varepsilon = \frac{J_{\bar{x}\bar{x}} - J_{\bar{y}\bar{y}}}{I_{\bar{z}\bar{z}}} \text{ é a elipticidade do sistema, sendo } J_{\bar{x}\bar{x}} \text{ e } J_{\bar{y}\bar{y}} \text{ as}$$

componentes do momento quadrupolar ao longo dos eixos principais no plano equatorial da estrela de nêutrons e  $I_{\bar{z}\bar{z}}$  o momento de inércia da estrela no seu eixo de rotação.

Pode ser bem complicada a obtenção de valores para a elipticidade, então uma maneira de se obter informações de tais fontes é através da emissão de raios-X, uma vez que a emissão desses raios e de OGs devem ser proporcionais à taxa de acreção. Sendo assim, a amplitude característica pode ser estimada por (Thorne, 1987):

$$h_c \simeq 2 \times 10^{-27} \left( \frac{300 \text{ Hz}}{f_c} \right)^{\frac{1}{2}} \left( \frac{F_X}{10^{-8} \text{ erg cm}^2 \text{ s}^{-1}} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (4.7)$$

onde,

$F_X$  é o fluxo de raio-X recebido na Terra.

#### 4.3.2 - Estrelas Binárias

Os sistemas binários são as fontes de OGs mais estudadas. Da sua massa e de parâmetros orbitais medidos e da distância estimada é possível calcular com precisão a emissão de suas ondas.

Em virtude da excentricidade de sua órbita, as OGs são emitidas em “linhas espectrais” igualmente espaçadas em duas vezes a frequência orbital e em seus harmônicos, com amplitude característica (Thorne, 1987):

$$h_c = 8,7 \times 10^{-21} \left( \frac{\mu}{M_\odot} \right) \left( \frac{M}{M_\odot} \right)^{\frac{2}{3}} \left( \frac{100 \text{ pc}}{r} \right) \left( \frac{f}{10^{-3} \text{ Hz}} \right)^{\frac{2}{3}} \quad (4.8)$$

onde,

$\mu$  e  $M$  são a massa reduzida e a massa total do sistema, respectivamente.

#### 4.4 - FONTES ESTOCÁSTICAS

A terceira classe de fontes de OGs são as chamadas fontes estocásticas, que caracterizam-se por emissões oriundas de uma distribuição aleatória de fontes e resultam num ruído de fundo gravitacional. Podem ser provenientes do efeito integrado de fontes periódicas fracas em nossa própria galáxia, de sinais impulsivos provenientes de grandes distâncias ou, ainda, de processos cosmológicos ocorridos no Universo primordial.

A perturbação da métrica devido às OGs estocásticas pode ser representada como a soma da contribuição de todos os modos do campo (Thorne, 1987):

$$h_{jk}^{TT}(t, x^i) = \sum_K h_{Kjk}^{TT}(t, x^i) \quad (4.9)$$

onde,

$K$  indica o modo do campo. Então, uma onda associada a um campo  $K$  e uma posição  $x^i$  é considerada como um “processo aleatório”.

Assim sendo, o campo total a uma posição  $x^i$  é a soma sobre todos os modos de processos aleatórios. Para um dado campo  $K$ , temos:

$$h_{Kjk}^{TT} = h_K(t, x^i) e_{jk}^K \quad (4.10)$$

onde,

$h_K(t)$  é sua função de onda escalar e  $e_{jk}^K$  é seu vetor de polarização constante.

A seguir serão descritas algumas das fontes que podem apresentar sinais estocásticos.

#### 4.4.1 - Estrelas Binárias

Muitos sistemas binários, tanto da nossa própria galáxia quanto de outras, podem emitir radiação gravitacional na banda de frequências  $f \leq 0,03$  Hz, contribuindo para um fundo estocástico (Thorne, 1987).

O fundo gravitacional pode ser considerado um grande empecilho na tentativa de detecção de OGs provenientes de sinais impulsivos entre 0,03 a  $10^{-5}$  Hz, onde os detectores no espaço operarão.

#### 4.4.2 - Estrelas de População III

Uma população pré-galáctica de estrelas massivas (estrelas de População III),

podem ter formado BNs, por meio de eventos violentos do colapso do núcleo de SNe em cenários de formação da estrutura do Universo (de Araujo et al., 2002). Nesses cenários, as estrelas de População III podem ter produzido um fundo de OGs que hoje seria visto como isotrópico e estocástico (Thorne, 1987).

Como exemplo dessas estrelas, temos a população pré-galáctica de BNs formados em redshift  $z \sim 30-10$ , que poderiam ter gerado OGs na banda de frequências entre 30-470 kHz (de Araujo et al., 2002).

#### **4.4.3 - Ondas Gravitacionais Primordiais**

São ondas produzidas pelo último espalhamento de suas partículas pela matéria (grávitons e fótons). Como a interação das OGs com matéria é muito menor que a radiação cósmica de fundo, por exemplo, estas ocorreram ainda mais próximas do tempo de Planck,  $\sim 10^{-43}$  s (Thorne, 1987). Desta forma, podem conter informações preciosas dos primeiros momentos do Universo, quando forem detectadas.

#### **4.4.4 - Transições de Fase**

Durante a fase inicial de expansão do Universo é possível que tenham ocorrido transições de fase de primeira ordem associadas às interações da QCD (“Quantum Chromodynamics”) e às interações Eletrofracas. Devido à expansão cosmológica, a fase original dessas transições é super-resfriada, a uma temperatura que se encontra abaixo da temperatura da fase seguinte.

Então, bolhas da nova fase podem surgir em pontos isolados e expandir à velocidades próximas à velocidade da luz, até comprimirem a fase original suficientemente para que as duas fases possam coexistir em equilíbrio.

É possível que estas bolhas possam produzir OGs de duas maneiras: diretamente da expansão da bolha e de ondas de som que possam ser geradas em seguida e, subsequentemente, das inhomogeneidades associadas com as duas fases coexistindo.

A frequência máxima alcançada por essas ondas hoje pode ser estimada pela relação (Thorne, 1987):

$$f_{max} \sim 2 \times 10^{-7} \left( \frac{kT}{1 \text{ GeV}} \right) \text{ Hz} \quad (4.11)$$

onde,  $T$  é a temperatura da transição de fase.

#### 4.4.5 - Cordas Cóslicas

Ainda antes das interações QCD e Eletrofracas terem ocorrido, pode ter havido uma transição de fase associada com as interações da Grande Unificação, que poderiam ter criado cordas cósmicas, que são “defeitos” unidimensionais no espaço-tempo.

A expansão do Universo pode ter gerado vibrações nesses “defeitos topológicos” e interações entre as cordas podem ter gerado “loops” que poderiam ter criado galáxias e aglomerados de galáxias, emitindo através desse processo OGs (Thorne, 1987).

Alguns casos particulares dessas fontes tratadas nesse Capítulo poderão ser fontes interessantes dentro da banda de frequências em que o detector Mario SCHENBERG irá operar. No próximo Capítulo trataremos de algumas fontes impulsivas, fontes alvo para o SCHENBERG.



## CAPÍTULO 5 - FONTES ASTROFÍSICAS CANDIDATAS À OBSERVAÇÃO PELO DETECTOR MARIO SCHENBERG

Como colocado anteriormente, o detector Mario SCHENBERG será sensível a OGs que estejam dentro da banda de frequências 3,0-3,4 kHz e que cheguem na Terra com amplitude  $h \geq 10^{-22} \text{ Hz}^{-1/2}$ , cobrindo a faixa de frequências onde os interferômetros à laser são menos sensíveis.

Dentre as fontes astrofísicas conhecidas, as que poderiam gerar um sinal detectável dentro da banda do SCHENBERG são, nominalmente (Aguiar et al., 2002):

- 1) colapsos em núcleos de supernovas;
- 2) instabilidades hidrodinâmicas em estrelas de nêutrons;
- 3) excitação dos modos  $f$  de estrelas de nêutrons como, por exemplo, decorrente da matéria acretada que colide com a superfície da estrela, estelemotos, etc.;
- 4) excitação dos primeiros modos quadrupolares de buracos negros com massa  $\sim 3,8M_{\odot}$ ;
- 5) coalescência de objetos compactos como estrelas de nêutrons e buracos negros, cujo objeto final possua massa  $\sim 3,8 M_{\odot}$ .

Além disso, algumas outras possibilidades estão relacionadas à objetos mais exóticos como:

- 6) rotação de estrelas bosônicas ou de matéria estranha em  $\sim 1,6$  kHz;
- 7) espiralação de mini-buracos negros em sistemas binários.

## 5.1 - COLAPSOS EM NÚCLEOS DE SUPERNOVAS

As supernovas são o que podemos chamar de estágio final na evolução estelar. Por ocorrerem de maneira tão violenta, esses objetos contribuem muito para o desenvolvimento da astronomia observacional. Do espectro apresentado por esses objetos é possível, por exemplo, estimar distâncias extragalácticas e a composição do meio onde ocorrem, uma vez que o enriquecem após a sua explosão. Em função da forma do espectro que apresentam e da sua curva de luminosidade, podem ser classificadas em :

- tipo I: Caracterizam-se pela ausência de linhas de hidrogênio no seu espectro e ainda podem ser subdivididas em:
  - tipo Ia: apresenta uma forte linha de absorção de silício na sua fase de máximo brilho. É formada da explosão de uma anã branca que acretoou massa da sua companheira binária.
  - tipo Ib: apresenta linhas fortes de hélio e pouco silício na sua fase de máximo brilho. Esse tipo de SN (assim como as SNs do tipo Ic) provem de estrelas massivas que colapsam.
  - tipo Ic: semelhante ao anterior, porém sem as linhas provenientes do hélio.
- tipo II: espectro é semelhante ao da SNs de tipo Ib/c, exceto pela linha de hidrogênio, além de exibir uma linha de  $H\alpha$  de maneira bem proeminente. Ocorrem do colapso do núcleo de estrelas massivas. Após a explosão tem-se como produto final uma estrela de nêutrons ou, em alguns casos, um buraco negro.

A taxa de ocorrência é da ordem de uma a cada 40 anos em nossa galáxia, tanto para o tipo I quanto para o tipo II (ver, e.g. Thorne, 1987) e essa taxa

pode aumentar para uma por ano considerando-se a distância ao aglomerado de Virgo, ocorre podendo chegar a 1000 por ano para 100 Mpc (ver, e.g. Houser, 1998). Isto em razão da taxa de eventos por ano ser diretamente proporcional ao volume do espaço.

A energia máxima que pode ser liberada por uma supernova é  $\Delta E = 0,3Mc^2$ , sendo que apenas uma pequena fração dessa energia é dissipada em forma de OGs (Thorne, 1987). Alguns processos que contribuem para a geração de radiação gravitacional em uma supernova são (Ruffini e Wheeler, 1971):

- 1) Implosão inicial da estrela assimétrica; quanto maior for essa assimetria maior será o seu momento quadrupolar e, portanto, maior será a emissão gravitacional;
- 2) Fragmentação do núcleo em grandes pedaços devido à rotação e ao alto grau de achatamento durante o colapso. O achatamento, decorrente de um colapso assimétrico, pode excitar os modos da estrela de nêutrons ou do buraco negro formado a partir da supernova;
- 3) Órbitas de um pedaço em torno do outro. Fragmentos orbitando em torno de si geram um valor  $\Delta h_{ij}^{TT} \neq 0$ , caracterizando um sinal impulsivo com memória;
- 4) Coalescência e colisão dos pedaços, criando uma cadeia de eventos e fazendo com que mais momento angular seja carregado para fora do sistema via OGs;
- 5) Surgimento de estrela(s) de nêutrons fora do núcleo ou nos pedaços.

As intensidades das ondas emitidas pelas supernovas dependem crucialmente do grau de não-esfericidade no colapso estelar. Nos casos de um colapso esférico não haverá produção de ondas e em uma situação onde a não-

esfericidade é mais acentuada haverá a emissão de ondas mais intensamente.

## 5.2 - INSTABILIDADES HIDRODINÂMICAS EM ESTRELAS DE NÊUTRONS

Uma estrela de nêutrons em rotação emitirá OGs em várias frequências como resultado dos desvios da simetria em torno de seu eixo de rotação (desvios da simetria axial). A radiação emitida será tanto maior quanto maior forem os desvios da simetria da estrela.

Esses desvios estão associados a alguns fatores (Thorne, 1987):

- 1) Movimento relativo entre a crosta sólida da estrela (bem estabilizada) e o núcleo (não tão bem estabilizado) podem provocar tais desvios, por exemplo, em estrelas de nêutrons de até 1000 anos. Nessa fase essas estrelas ainda são muito jovens para que sua estrutura já esteja “acomodada”;
- 2) Pressão magnética produzida pelo próprio campo magnético da estrela, que pode produzir distorções significativas na sua estrutura;
- 3) No caso da estrela girar com um período de rotação acima de um período de rotação crítico (  $P_{crit} \simeq 0,7$  a  $1,7$  ms ) pode ocorrer uma instabilidade gerada pela reação de radiação gravitacional, que criará e manterá fortes ondas hidrodinâmicas nas camadas superficiais e no manto da estrela, que se propagarão na direção oposta à rotação desta.

## 5.3 - EXCITAÇÃO DOS MODOS F DE ESTRELAS DE NÊUTRONS

Acredita-se que uma estrela de nêutrons em pulsação emita ondas em várias frequências, sendo que uma faixa delas estará justamente dentro da banda de frequências coberta pelo detector SCHENBERG. Recentes estudos

(Andersson e Kokkotas, 1998) mostram que a emissão para algumas equações de estado “moles” estariam justamente nessa faixa.

Detectando-se OGs emitidas das pulsações estelares, combinadas à astrosismologia<sup>6</sup> (Andersson e Kokkotas, 1998), será possível obter com boa precisão a massa e o raio das estrelas de nêutrons. O detalhamento da estrutura da estrela obtido por este tipo de método é único, uma vez que tais estimativas não podem ser obtidas por nenhum outro tipo de observação.

Existem vários cenários nos quais esses modos podem ser excitados:

- a) uma explosão de supernova, deixando uma estrela de nêutrons como remanescente;
- b) estelemotos associados com um “glitch” de pulsar;
- c) coalescência de duas estrelas de nêutrons, no final da espiralação;
- d) uma transição de fase dramática da estrela que conduz a um mini-colapso, consequência de um súbito “amolecimento” da equação de estado;
- e) transformação de uma estrela de nêutrons em uma “estrela estranha”;
- f) passagens de objetos próximos a estrelas de nêutrons.

A taxa de ocorrência desses eventos gira em torno de 1 a cada 10 anos se considerarmos a distância da SN1987A (Andersson e Kokkotas, 1998).

---

<sup>6</sup> Estudo da variação do brilho de estrelas variáveis (ex. Cefeidas e RR Lyrae) empregado para estimar sua estrutura interna.

#### **5.4 - EXCITAÇÃO DOS PRIMEIROS MODOS QUADROPOLARES DE BURACOS NEGROS COM MASSA $\sim 3,8M_{\odot}$**

Matéria caindo ou passando ao redor de um buraco negro pode excitar os seus modos quase-normais. Quando isto ocorre, a maior parte da energia acopla com os modos quadrupolares harmônicos mais baixos.

A amplitude característica da onda gravitacional emitida no colapso de um buraco negro também depende do quão assimétrico é o colapso. Mas, tanto o grau de assimetria quanto a frequência de ocorrência deste tipo de colapso não são completamente conhecidos (Thorne, 1987).

A justificativa para a escolha de BNs com massas entre 3,8 a 4,3  $M_{\odot}$  está no fato de que esses objetos podem emitir OGs na banda de frequências em que a antena SCHENBERG irá operar (3,0 a 3,4 kHz). Segundo Thorne (1987), temos:

$$f_c = (1,3 \times 10^4 \text{ Hz}) \left( \frac{M_{\odot}}{M} \right) . \quad (5.1)$$

Estima-se que a taxa de formação de buracos negros com baixa massa é de , aproximadamente, 1/3 da taxa de formação de estrelas de nêutrons no Universo (Thorne, 1987).

#### **5.5 - COALESCÊNCIA DE OBJETOS COMPACTOS, COMO ESTRELAS DE NÊUTRONS E BURACOS NEGROS, CUJO OBJETO FINAL POSSUA MASSA $\sim 3,8M_{\odot}$**

Um grande número de estrelas estão em sistemas binários cujas componentes são estrelas de nêutrons e buracos negros, e que estão próximas o suficiente para coalescerem pela reação da radiação gravitacional em um tempo menor

que a idade do Universo (Thorne, 1987).

Por exemplo, a taxa de ocorrência para tais eventos é estimada em torno de 100 por ano (Tutukov e Yungelson, 1993), tomando-se uma distância de 200 Mpc.

Porém, é importante observar que o SCHENBERG operará em uma banda de frequências incapaz de detectar fontes periódicas, como é caso do sinal gerado pelos sistemas binários. As ondas produzidas por esse tipo de sistema só cairão na estreita banda do detector quando estiver próximo da coalescência e formar um objeto compacto entre 3,8 e 4,3  $M_{\odot}$ .

Nesse caso, as massas adotadas para que se forme um objeto capaz de emitir ondas nessa faixa (3,0 a 3,4 kHz) variam entre 2,4 a 2,9  $M_{\odot}$  para o BN somada a uma EN de 1,4 $M_{\odot}$ , para que a massa final do objeto formado esteja entre 3,8 e 4,3  $M_{\odot}$ .

## **5.6 - ROTAÇÃO DE ESTRELAS BOSÔNICAS OU DE MATÉRIA ESTRANHA A ~ 1,6kHz**

Recentes resultados, tanto da cosmologia quanto da física de partículas, têm reforçado a idéia de que campos escalares podem ter um importante papel na dinâmica do Universo, constituindo-se em uma das componentes da matéria escura presente nas estruturas do Universo (Jetzer, 1992).

Esses fatos têm motivado o estudo de soluções de equilíbrio gravitacional, para campos escalares que levam às chamadas “Estrelas de Bósons”. Pela estatística de Bose, um condensado de bósons, que forma uma estrutura gravitacionalmente ligada, seria bastante resistente ao colapso (Mielke e Schunck, 1998), o que poderia gerar objetos do tipo estelar dentro de uma larga faixa de raios e massas.

Por apresentarem grande resistência essas estruturas possuiriam uma grande estabilidade, mesmo com períodos de rotação inferiores a alguns milissegundos. Portanto, a detecção de uma linha monocromática em 3,2 kHz (lembrando que a frequência da OG emitida é o dobro da frequência de rotação da estrela) traria grandes implicações ao desenvolvimento da astrofísica, porque, neste caso, não seria um sinal originário de uma estrela de nêutrons.

Dessa forma, objetos compactos em rotação a 1,6 kHz (período  $\sim 0,6 \times 10^{-3}$  s) seriam então “Estrelas de Bósons” ou “Estrelas Estranhas”.

A motivação para a possível existência das “Estrelas Estranhas” vem da seguinte análise: os bárions são formados a partir de dois “quarks up” e um “quark down”. Porém, existe a possibilidade teórica de, nos primórdios de vida do Universo, terem sido formados objetos gravitacionalmente ligados com “quark Strange” no lugar do “quark down”. A diferença fundamental entre esses dois “quarks” está nas massas de repouso.

O “quark Strange” possui mesma carga elétrica do “down” e propriedades gerais, dadas pela cromodinâmica quântica, bastante parecidas. Porém, a massa de repouso do “quark Strange” é cerca de vinte vezes maior do que a do “down”. Isso poderia ter produzido, no Universo primordial, objetos mais resistentes ao colapso gravitacional, e à rotação, do que aqueles formados pelo “quark down”. Essas “Estrelas Estranhas” poderiam então facilmente girar a rotações da ordem de 1,6 kHz.

## **5.7 - ESPIRALAÇÃO DE MINI-BURACOS NEGROS EM SISTEMAS BINÁRIOS**

Matéria na forma de objetos massivos compactos do halo (Massive Compact Halo Objects - MACHOs) deve ser um constituinte importante da matéria

escura que domina a Via Láctea, bem como outras galáxias. Esta matéria escura, ou “invisível”, certamente não pode estar na forma de gás ou estrelas, pois seria facilmente detectada.

Em vista disso, nos últimos anos muitos candidatos têm sido propostos como possíveis constituintes da matéria escura presente em galáxias. Mas, em termos gerais, podemos dividir esses candidatos em duas classes: candidatos oriundos da física de partículas tais como neutrinos massivos, áxions ou outras partículas massivas fracamente interagentes (genericamente chamadas de WIMPs - Weakly Interacting Massive Particles; ver, e.g. Primack et al., 1993) e candidatos advindos da astrofísica como, por exemplo, objetos subestelares com massa abaixo do limiar de queima do hidrogênio, isto é  $M \sim 0,08 M_{\odot}$  (objetos denominados genericamente de anãs marrons) ou remanescentes estelares tais como anãs brancas, estrelas de nêutrons ou buracos negros.

Por outro lado, a maior parte das estimativas recentes têm estabelecido que MACHOs com massa  $0,3 \leq M \leq 0,8 M_{\odot}$  correspondem a cerca de 60 - 65% da massa total do halo da Via Láctea (Alcock et al., 1996). Se considerarmos que a função de massa inicial das estrelas do halo é do tipo Salpeter, então anãs brancas devem responder por apenas 10% dessa massa total em MACHOs, visto que o brilho das progenitoras de anãs brancas, acima desse limite, estaria em conflito com os resultados de contagem de fontes para as galáxias mais distantes.

Em função desses resultados, alguns autores têm argumentado que uma fração significativa da massa do halo galáctico poderia ser formado por buracos negros de baixa massa ( $M \sim 0,5 M_{\odot}$ ). Neste caso, advém duas conseqüências diretas: buracos negros com essa massa somente poderiam ter sido formados no Universo primordial e não como resultado da evolução de estrelas de alta massa. Em segundo lugar, é razoável supor que uma boa parte desses buracos negros primordiais formem sistemas binários (Nakamura

et al., 1997).

No sexto Capítulo apresentaremos as estimativas da distância máxima possível de se obter informações das OGs dessas fontes, bem como suas respectivas taxas de ocorrência.

## CAPÍTULO 6 - RESULTADOS OBTIDOS PARA O DETECTOR

### MARIO SCHENBERG

A proposta desse trabalho foi estudar as fontes astrofísicas emissoras de radiação gravitacional e estimar até que distância o detector de ondas gravitacionais (OGs) SCHENBERG poderia obter informações de algumas fontes selecionadas que gerem sinal dentro de sua banda de operação (3,0 a 3,4 kHz). Em seguida, obtidas as distâncias, estimar a taxa de eventos dentro do volume de espaço coberto pela antena.

Grande parte desse trabalho está relacionado com as galáxias do Grupo Local (GL), que apresenta cerca de 35 membros (Binney e Merrifield, 1998). A superfície de velocidade zero que separa o GL do campo define um raio de  $1,18 \pm 0,15 \text{ Mpc}$  e uma massa total de  $(2,3 \pm 0,6) \times 10^{12} M_{\odot}$ , sendo que a maior parte dessa massa está concentrada em Andrômeda e na nossa própria galáxia, a Via Láctea (van den Bergh, 1999), como mostra a . Apenas um dos casos encontra-se além desse limite.

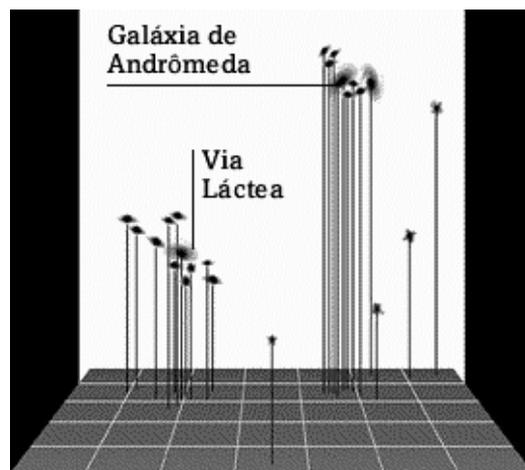


FIGURA 6.1 Centros de concentração de massa no Grupo Local.

Além das duas maiores galáxias (Andrômeda e Via Láctea) existem outras duas galáxias irregulares chamadas Grande e Pequena Nuvem de Magalhães (Large Magelanic Cloud - LMC e Small Magelanic Cloud - SMC, respectivamente) que estão bastante próximas de nós.

O Grupo Local apresenta um número variado de tipos morfológicos de galáxias, sendo que as maiores e mais importantes, como já citadas, são as espirais, seguidas pelas irregulares e pelas anãs. Esse último grupo é dividido em anãs irregulares, anãs elípticas e anãs esferoidais (dwarf Irregular – dIrr, dwarf Elliptical - dE e dwarf Spheroidal - dSph, respectivamente). As dSph somam um grande número de galáxias dentro do GL e são também um tipo comum em todo o Universo (van den Bergh, 1998).

A distância estimada das fontes selecionadas foi obtida das equações de amplitude de emissão característica de cada tipo de fonte astrofísica de OGs. Para cada caso, foi fixada a eficiência de geração de OGs por uma dada fonte que, combinada à amplitude característica de detecção e a frequência central da banda do SCHENBERG, permitiu determinar a distância máxima de detecção da antena.

As taxas de ocorrência foram calculadas fazendo uso das distâncias máximas de observação e de argumentos que serão apresentados ao longo de cada caso, isoladamente.

## **6.1 - COLAPSOS EM NÚCLEOS DE SUPERNOVAS**

Os processos de formação e a classificação das supernovas estão descritas nas seções 4.2 e 5.1, respectivamente.

### **6.1.1 - Detectabilidade**

Uma estimativa da distância máxima para a qual espera-se obter informações para as explosões de SNe com o detector SCHENBERG, se considerarmos o perfil da forma de onda aproximadamente gaussiano, pode ser calculada pela equação (Ju et al., 2000):

$$h_c \simeq 5,8 \times 10^{-20} \left( \frac{E_g}{M_\odot c^2} \right)^{\frac{1}{2}} \left( \frac{1 \text{kHz}}{f_g} \right)^{\frac{1}{2}} \left( \frac{10 \text{Mpc}}{R} \right) \quad (6.1)$$

onde,

$f_g = \frac{1}{2\pi\tau_g}$  é a frequência característica do evento impulsivo com duração  $\tau_g$

e  $E_g$  é a energia gravitacional total liberada.

Adotando-se os valores  $E_g = 10^{-4} M_\odot c^2$  e  $E_g = 10^{-6} M_\odot c^2$  (Thorne, 1987) como limites, respectivamente superior e inferior para a energia liberada em OGs, obtemos para cada caso  $R \sim \mathbf{250 \text{ kpc}}$  e  $\mathbf{25 \text{ kpc}}$ .

A TABELA 6.1 mostra os diferentes valores de sensibilidade que espera-se alcançar com a antena SCHENBERG e as temperaturas correspondentes<sup>7</sup>. Os valores tabelados serão alcançados assim que as etapas sucessivas do projeto do detector forem implementadas.

---

<sup>7</sup> A agitação térmica pode excitar diretamente os modos normais do sólido (ver, e.g. Melo, 2002), dessa forma o resfriamento da antena é necessário.

TABELA 6.1 Sensibilidades de operação do SCHENBERG.

temperatura de operação	sensibilidade (h adimensional)
50 mK	$4,3 \times 10^{-20}$
20 mK	$1,3 \times 10^{-20}$
limite quântico	$4,3 \times 10^{-21}$

FONTE: Frossati e Waard, 2000.

Utilizamos  $h_c = 1,3 \times 10^{-20}$  e  $\bar{f}_c = 3,2 \text{ kHz}$  (frequência média da banda coberta pela antena SCHENBERG) como valores característicos para o cálculo das distâncias estimadas para cada uma das fontes da antena.

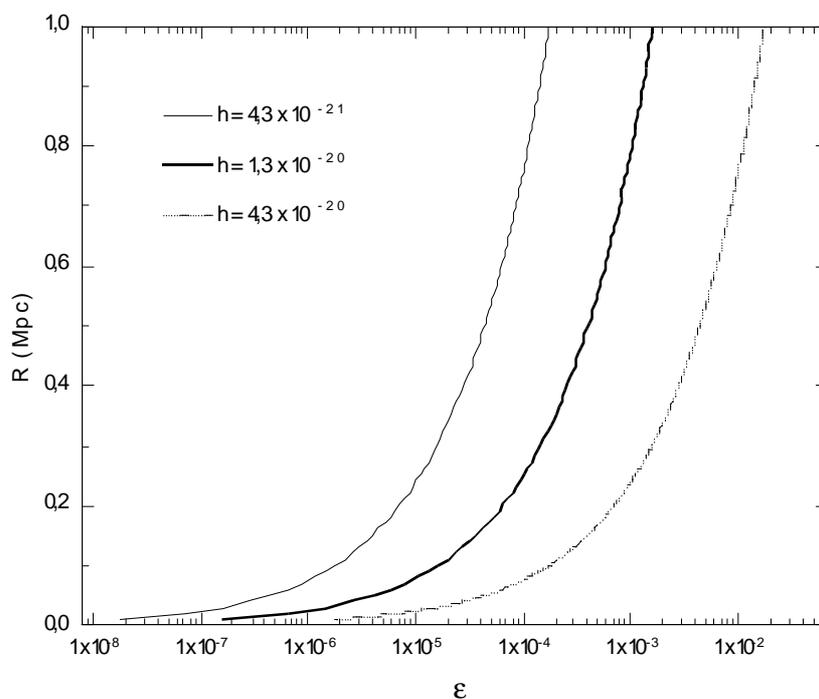


FIGURA 6.2 Dependência da distância da fonte com a eficiência em energia e a sensibilidade do SCHENBERG.

A FIGURA 6.2 mostra a relação entre a distância máxima que as fontes podem estar em função da eficiência com que a energia é convertida em OGs para os três valores de sensibilidade (TABELA 6.1) do detector (curvas obtidas com o valor médio, 3,2kHz, da banda de operação do detector).

### 6.1.2 - Taxa de Supernovas até 250 kpc

Após ter sido estimada a distância máxima, o próximo passo foi verificar quantas galáxias do Grupo Local estariam localizadas dentro desse raio limite.

Foram listadas as seguintes galáxias: 1 espiral (Via Láctea), 2 irregulares (Nuvens de Magalhães) e outras 7 menores, classificadas como anãs esferoidais, somando-se um total de 10 galáxias. Essas galáxias e algumas de suas características principais estão listadas na TABELA 6.3.

Tendo sido definidas quais seriam as galáxias candidatas a fazer parte desse primeiro grupo, o passo seguinte foi estimar suas luminosidades, pela relação (Binney e Tremaine, 1987):

$$M_B = 5,48 - 2,5 \log \left( \frac{L_B}{L_\odot^B} \right) \quad (6.2)$$

onde,

$M_B$  e  $L_B$  são, respectivamente, os valores de magnitude absoluta e luminosidade no azul e  $L_\odot^B$  é a luminosidade solar no azul.

De posse desses valores de luminosidades, pode-se calcular o número de eventos de supernovas (SNe) por século. Essa taxa foi calculada com base em uma pesquisa, de 110 SNe em 7773 galáxias, desenvolvida por Cappellaro et

al. (1997) e dividida em quatro levantamentos fotográficos (Asiago, Crimeia, Cálán-Tololo e OCA – Observatoire de la Côte d'Azur) e um de pesquisa visual (Evans). O objetivo desse trabalho foi propor uma nova estimativa para as taxas de SNe.

Essa pesquisa confirmou a previsão de que galáxias com maior ocorrência de SN-II são as espirais tardias e que em galáxias elípticas a ocorrência de SN-Ia é menor que nessas espirais, suportando a hipótese de diferentes idades para os sistemas progenitores de galáxias do tipo jovens e tardias.

Segundo os autores desse estudo, a taxa de SNe é um importante parâmetro para a evolução química das galáxias, cinética do meio interestelar, produção de raios cósmicos e, ainda, é fundamental para as teorias de evolução estelar.

Conforme apresentado na TABELA 6.2, é possível estimar as taxas de SNe (em SNU) em função do tipo morfológico apresentado pelas galáxias. Sabendo que a taxa SNU relaciona-se ao número de SNe por:

$$1 \text{ SNU} = 1 \text{ SN} (100 \text{ yr})^{-1} (10^{10} L_{\odot}^B)^{-1} . \quad (6.3)$$

TABELA 6.2 Taxa de supernovas por tipo morfológico.

tipo de galáxia	taxa (SNU)			
	Ia	Ib/c	II	todas
<b>E - S0</b>	0,18 ± 0,06	< 0,01	< 0,02	0,18 ± 0,06
<b>S0a - Sb</b>	0,18 ± 0,07	0,11 ± 0,06	0,42 ± 0,19	0,72 ± 0,21
<b>Sbc - Sd</b>	0,21 ± 0,08	0,14 ± 0,07	0,86 ± 0,35	1,21 ± 0,37
<b>outras *</b>	0,40 ± 0,16	0,22 ± 0,16	0,65 ± 0,39	1,26 ± 0,45
<b>todas</b>	0,20 ± 0,06	0,08 ± 0,04	0,40 ± 0,19	0,68 ± 0,20

FONTE: Cappellaro, 1999

\* outras inclui tipos Sm, Irregulares e Peculiares

colunas: 1 : tipos morfológicos; 2, 3 e 4 : taxa SNU por tipo de SN e 5 : taxa SNU incluindo todos os tipos.

Então, conhecendo os valores correspondentes da taxa SNe e da luminosidade para cada tipo morfológico de galáxia, podemos estimar o número de SNe por século para cada uma das galáxias do GL até a distância de 250 kpc. Esses resultados podem ser vistos na TABELA 6.3.

TABELA 6.3 Taxa de supernovas.

item	distância (kpc)	nome	NGC	UGC	DDO	constelação	classificação morfológica	$M_B^*$ (-)	luminosidade ( $L_{\odot}^B$ )	número de SNe** (/ 100 anos)
1		<b>Via Láctea</b>				Sagittarius	Sbc	20	$1,55 \times 10^{10}$	$1,87 \pm 0,58$
2	49	<b>LMC</b>				Dorado	Irr III - IV	18,4	$3,56 \times 10^9$	$0,45 \pm 0,16$
3	58	<b>SMC</b>	292			Tucana	Irr IV / IV - V	17	$9,82 \times 10^8$	$0,12 \pm 0,04$
4	69			9749	199	Ursa Minor	dSph	8,2	$2,96 \times 10^7$	nulo
5	76			10882	208	Draco	dSph	8	$2,46 \times 10^7$	nulo
6	78					Sculptor	dSph	10,6	$2,70 \times 10^8$	nulo
7	87					Carina	dSph			nulo
8	90	<b>Sex</b>		5373	70	Sextans	dSph			nulo
9	131					Fornax	dSph	12	$9,82 \times 10^8$	nulo
10	230	<b>Leo II</b>		6253	93	Leo	dSph	8,5	$3,91 \times 10^7$	nulo
<b>2,44 ± 0,78</b>										

FONTE: adaptada de Grebel, 2000.

\* J. Binney e S. Tremaine (1987)

\*\* SNe: supernovae (supernovas)

colunas: 1 : item listado; 2 : distância da Via Láctea; 3, 4, 5 e 6 : nomenclatura nos diferentes catálogos; 7 : constelação a que pertence; 8 : classificação morfológica; 9 e 10 : magnitudes absolutas e luminosidades (em luminosidades solares) no azul, respectivamente e 11 : número de SNe por século por tipo morfológico.

Observa-se que para as galáxias anãs (dSph) a taxa é nula em função de suas baixas luminosidades, apenas sendo possível contar com a contribuição da própria Via Láctea e das Nuvens de Magalhães (LMC e SMC), responsáveis pelos valores obtidos.

A taxa total prevista na TABELA 6.3 para que ocorram esses eventos nos diz que existe a possibilidade de detectar cerca de 1,66 a 3,22 SNe por século ( $2,44 \pm 0,78$ ). Em outras palavras, 1 evento a cada 30 a 60 anos aproximadamente.

É importante observar que os valores de eficiência ( $\epsilon$ ) em energia liberada por estas fontes de OGs são considerados altos segundo alguns autores (ver, e.g. Thorne, 1987). Em muitos cálculos de colapso do núcleo estelar os valores previstos estão entre  $10^{-6}$  a  $10^{-10}$ , embora para simulações da evolução estelar pós-colapso a eficiência possa atingir a  $10^{-3}$  a  $10^{-4}$  (ver, e.g. Nakamura, 1995).

## 6.2 - INSTABILIDADES HIDRODINÂMICAS EM ESTRELAS DE NÊUTRONS

Após serem formadas, as ENs passam por diversas fases, nas quais sua estrutura vai se adequando. Em uma dessas fases de adequação estrutural ela passará de um esferóide para um elipsóide (forma de uma bola de futebol americano) em função da sua alta taxa de rotação.

A radiação gravitacional é gerada pelos modos barra causados pela mudança temporal de momento de quadrupolo da estrela. O desenvolvimento inicial do modo barra produz o impulso na radiação, seguido por sinais mais fracos devido as expansões e contrações subsequentes do núcleo estelar.

### 6.2.1 - Detectabilidade

As “adequações” estruturais são responsáveis por provocar na estrela as instabilidades geradoras de OGs. Então, na fase jacobiana (elipsoidal), a amplitude característica pode ser estimada por (Ju et al., 2000):

$$h_c \simeq 2,7 \times 10^{-20} \left( \frac{10 \text{Mpc}}{R} \right) \left( \frac{M}{1,4 M_{\odot}} \right)^{\frac{3}{4}} \left( \frac{r_0}{10 \text{km}} \right) f^{-\frac{1}{5}} \quad (6.4)$$

onde,  $M$  e  $r_0$  são a massa e o raio da estrela, respectivamente.

Utilizando-se a equação (6.4) é possível calcular até que distância tais eventos poderão ser detectados com o SCHENBERG.

Estima-se que seremos capazes de obter informações até uma distância aproximada de **4 Mpc**, adotando como valores  $M = 1,4 M_{\odot}$  e  $r_0 = 10 \text{ km}$ .

A é baseada na equação (6.4) e mostra a dependência da distância em que uma fonte poderá estar para que seja detectada pelo SCHENBERG com os valores de sensibilidade que se espera alcançar com este, utilizando o valor médio da banda de frequências em que a antena operará.

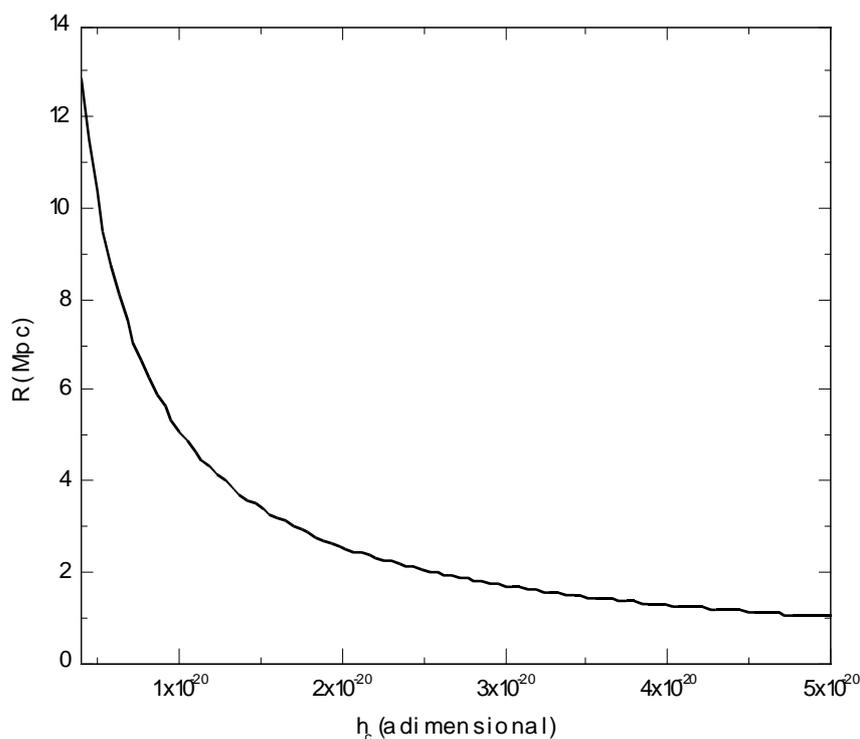


FIGURA 6.3 Dependência da distância da fonte com a sensibilidade e a frequência do SCHENBERG. A curva representa a frequência média da banda de operação do detector (3,2 kHz).

Em particular, simulações numéricas tridimensionais, que estudam

instabilidades hidrodinâmicas em ENs em rotação, mostram que para um índice politrópico  $n = 0,5$  (e com  $M = 1,4 M_{\odot}$  e  $r_0 = 10$  km) é possível, via modos barra, produzir um sinal em OGs com  $f = 3100$  Hz (Houser e Centrella, 1996). Neste caso, ao menos em princípio, existe a possibilidade desse tipo de sinal ser detectado pelo SCHENBERG. A TABELA 6.4 apresenta alguns resultados do trabalho desenvolvido por esses autores.

TABELA 6.4 Frequência característica da onda gravitacional gerada pelos modos barra em estrelas de nêutrons recém-formadas, para dois valores representativos de raios equatoriais.

$R_{eq}$	$f_{grav}$ ( $n = 1,5$ )	$f_{grav}$ ( $n = 1,0$ )	$f_{grav}$ ( $n = 0,5$ )
10 km	4900 Hz	4100 Hz	<b>3100 Hz</b>
20 km	1700 Hz	1400 Hz	1100 Hz

FONTE: adaptada de Houser e Centrella, 1996.

\* massa considerada para o núcleo da EN é  $M = 1,4M_{\odot}$ .

## 6.2.2 - Taxa de Eventos

Em função das possibilidades apresentadas na seção 5.2, podemos considerar algumas situações em que é possível estimar taxas de EN que possam emitir OGs por apresentarem instabilidades hidrodinâmicas em suas estruturas. Essas possibilidades são tratadas a seguir.

### – EN Recém Formadas

Consideramos nesse item apenas as SNe tipo II, em função da hipótese de que na totalidade dos casos deixem como remanescentes ENs. A taxa é obtida da mesma forma como na seção 6.1, mas observando-se que agora trata-se de uma distância maior (4 Mpc) e com isso a quantidade de galáxias aumenta significativamente.

Dessa forma, a quantidade obtida de eventos de SNe II está entre 5 e 12 por

século (considerando-se as devidas margens de erro, ver ), o que significa 1 evento a cada 8 anos no máximo e a cada 20 anos no mínimo.

### **6.2.3 - Taxa de Eventos**

Em função das possibilidades apresentadas na seção 5.2, podemos considerar algumas situações em que é possível estimar taxas de EN que possam emitir OGs por apresentarem instabilidades hidrodinâmicas em suas estruturas. Essas possibilidades são tratadas a seguir.

#### **– EN Recém Formadas**

Consideramos nesse item apenas as SNe tipo II, em função da hipótese de que na totalidade dos casos deixem como remanescentes ENs. A taxa é obtida da mesma forma como na seção 6.1, mas observando-se que agora trata-se de uma distância maior (4 Mpc) e com isso a quantidade de galáxias aumenta significativamente.

Dessa forma, a quantidade obtida de eventos de SNe II está entre 5 e 12 por século (considerando-se as devidas margens de erro, ver TABELA 6.5), o que significa 1 evento a cada 8 anos no máximo e a cada 20 anos no mínimo.

TABELA 6.5 Taxa de supernovas tipo II até 4Mpc.

distância (kpc)	nome	NGC	UGC	DDO	constelação	classificação morfológica	$M_b$ (-)	luminosidade ( $L_{\odot}^B$ )	número de SNe (/ 100 anos)
Via Láctea					Sagittarius	Sbc		$1,55 \times 10^{10}$	$1,33 \pm 0,54$
							20		
49	<b>LMC</b>				Dorado	Irr III - IV	18,4	$3,56 \times 10^9$	$0,23 \pm 0,14$
58	<b>SMC</b>	292			Tucana	Irr IV / IV - V	17	$9,82 \times 10^8$	$0,06 \pm 0,04$
540	<b>Barnard's</b>	6822		209	Sagittarius	Irr IV - V	15,3	$2,05 \times 10^8$	$0,01 \pm 0,01$
725	<b>M 31</b>	224	454		Andromeda	Sb I - II	21,6	$6,79 \times 10^{10}$	$2,85 \pm 1,29$
725	<b>M 32</b>	221	452		Andromeda	dE2	15,5	$2,46 \times 10^8$	$0,01 \pm 0,01$
725	<b>M 110</b>	205	426		Andromeda	dE5p	15,7	$2,96 \times 10^8$	$0,02 \pm 0,01$
765	<b>IC 1613</b>		668			Irr V	14,8	$1,29 \times 10^8$	$0,01 \pm 0,01$
795	<b>M 33</b>	598	1117		Triangulum	Sc II - III	19,1	$6,79 \times 10^9$	$0,58 \pm 0,24$
1250	<b>IC 10</b>		192			Irr IV	16,2	$4,70 \times 10^8$	$0,03 \pm 0,02$
2400		55			Sculptor	Sc	$18,6^1$	$4,2 \times 10^{9,2}$	$0,36 \pm 0,15$
2500	<b>IC 2062</b>	1560	3060		Camelopardalis	Sd	$16,7^3$	$7,4 \times 10^8$	$0,06 \pm 0,02$
2700		2366	3851	42	Camelopardalis	Irr	$16,5^4$	$6,2 \times 10^8$	$0,04 \pm 0,02$
2800	<b>UGCA 11</b>	247			Cetus	SAB	$18^5$	$2,4 \times 10^9$	$0,10 \pm 0,04$
3000	<b>UGCA 13</b>	253			Sculptor	Sc	$19,6^6$	$1,1 \times 10^{10}$	$0,94 \pm 0,38$
3200		2403	3918		Camelopardalis	Sc		$7,9 \times 10^{9,7}$	$0,68 \pm 0,27$
3400		784	1501		Triangulum	Sdm			
3500	<b>IC 2574</b>		5666	81	Ursa Major	dSph	$16,8^8$	$8,1 \times 10^8$	$0,05 \pm 0,03$
3700		7793			Sculptor	Sd	$18,8^9$	$5,1 \times 10^9$	$0,44 \pm 0,18$
3900	<b>M 81</b>	3031	5318		Ursa Major	Sb		$2,0 \times 10^{10,10}$	$0,84 \pm 0,38$
									<b>8,64 ± 3,78</b>

<sup>1</sup> NED (NASA Extragalactic Database); <sup>2</sup> Puche et al. (1991a); <sup>3</sup> Lee e Madore (1993); <sup>4</sup> Hunter et al. (2001); <sup>5</sup> Davidge e Courteau (2002); <sup>6</sup> Puche et al. (1991b); <sup>7</sup> Fraternali et al. (2002); <sup>8</sup> Westpfahl et al. (1999); <sup>9</sup> Davidge(1998); <sup>10</sup> Sakamoto et al. (2001).

## – Objetos Thorne-Zytkow

São sistemas constituídos por uma gigante vermelha e uma estrela de nêutrons, onde a EN está imersa na atmosfera da gigante vermelha.

Com base em cálculos para distribuições de densidades politrópicas com diferentes índices  $n$  e para modelos realísticos de supergigantes, pode-se observar que a máxima freqüência emitida durante esse processo está entre  $10^{-5}$  a  $0,1\text{Hz}$  (dependendo do modelo adotado), podendo resultar em uma fonte promissora de OGs para os interferômetros a laser no espaço. Nessa banda de freqüências, a taxa para a ocorrência desses objetos é estimada em 1

evento a cada 500 anos na Via Láctea (Nazin e Postnov, 1995).

Porém, mesmo se a frequência emitida por um objeto dessa natureza alcançasse a banda de operação do SCHENBERG (3,0 a 3,4 kHz), devemos lembrar que essa é uma banda estreita e a possibilidade de detecção seria ainda menor, mesmo considerando a distância de 4 Mpc.

## **- LMXBs**

Após o lançamento do RXTE (Rossi X-ray Timing Explorer) pôde-se concluir das observações que ENs em 1/3 das LMXBs galácticas têm períodos de rotação da ordem de milisegundos. Em algumas dessas ENs o período de rotação permanece estabilizado e encontra-se dentro de uma estreita banda de frequências (260 a 589Hz).

Curiosamente, mesmo crescendo matéria da sua companheira binária, a EN não irá atingir frequências próximas a 1,5 kHz, o que deixa esses objetos fora do alcance do SCHENBERG. A razão para que a frequência de rotação não se eleve é que estas estrelas atingiram o equilíbrio de rotação magnético, segundo White e Zhang (1977), o que pode estar relacionado ao fato de que o torque devido à acreção de matéria possa ser contrabalanceado pela emissão de radiação gravitacional (Ushomirsky et al., 2000).

Dessa forma, a melhor possibilidade para a geração de um sinal em OGS dentro da banda do SCHENBERG, via instabilidades hidrodinâmicas, está associada ao rearranjo estrutural de ENs recém formadas.

## **6.3 - EXCITAÇÃO DOS MODOS $f$ DE ESTRELAS DE NÊUTRONS**

### **6.3.1 - Detectabilidade**

Provavelmente os modos de pulsação de uma EN podem ser excitados por diversos processos dinâmicos, resta saber se esses modos serão excitados o suficiente para serem detectados (Andersson e Kokkotas, 1998).

Quantas dessas fontes podem ser detectadas depende da eficiência da energia que dispensam na forma de OGs e da distância em que se encontram de nós. Essa distância pode ser estimada para o SCHENBERG pela equação (Andersson e Kokkotas, 1996):

$$h_{eff} \sim 2,2 \times 10^{-21} \left( \frac{E}{10^{-6} M_{\odot} c^2} \right)^{\frac{1}{2}} \left( \frac{2kHz}{f} \right)^{\frac{1}{2}} \left( \frac{50kpc}{r} \right), \quad (6.5)$$

para  $E = 10^{-6} M_{\odot} c^2$  (Andersson e Kokkotas, 1998) por exemplo, temos que  $r \sim 6,7 \text{ kpc}$ .

### 6.3.2 - Pulsares com Glitches

A emissão de OGs proveniente da excitação do modo fundamental (modo f) das ENs pode ter sua origem associada a vários fatores. Na seção 5.3 destacamos alguns cenários em que podem ocorrer uma reestruturação na superfície da EN resultando na emissão de parte de sua energia na forma de OGs.

Porém, dos cenários apresentados, acredita-se que o canal mais provável para a excitação desses modos, dentre os sugeridos, seja a ocorrência dos “glitches” em pulsares. Sabemos que os “glitches” são a consequência das acomodações estruturais na superfície da EN de um pulsar. Sabemos, também, que a quantidade de ENs é bem maior que o número de pulsares observados.

Com isso, a chance de que a antena SCHENBERG possa detectar ENs que tenham seus modos  $f$  excitados e emitam OGs pode aumentar consideravelmente, estando elas associadas a pulsares ou não.

Os “glitches” têm sido estudados por diversos autores nas últimas décadas e algumas características se mostraram importantes como, por exemplo, a variação da frequência de rotação e a idade do pulsar.

Os pulsares podem ser classificados de acordo com a banda de frequências em que são observados, dessa forma temos:

- rádio pulsares;
- pulsares detectados apenas em altas energias;
- AXPs e SGRs (Anomalous X-ray Pulsars e Soft Gamma Repeaters, respectivamente).

Os “glitches” parecem ser comuns para todos os pulsares em rádio e exibem um comportamento padrão no que diz respeito à amplitude do evento e ao tempo entre os glitches (Alpar, 2001).

Os glitches envolvem aumentos relativos na frequência de rotação dos pulsares, algo em torno de  $10^{-6}$  (Urama e Okeke, 1999). Por exemplo, em um trabalho desses mesmos autores, dois pulsares dos mais conhecidos (Vela e Crab) foram monitorados e observou-se que, enquanto o pulsar Vela apresentou glitches geralmente grandes, os do pulsar Crab mostraram ser todos pequenos. Esses resultados mostram a ocorrência de glitches nos pulsares, mas também mostram que sua intensidade é variada.

#### – **Número de Pulsares que sofrem Glitches**

A quantidade de pulsares observados está em torno de 1350 (catálogo de

pulsares do ATNF - Australia Telescope National Facility em 10/2002), mas os que se encontram até a distância de 6,7 kpc somam um total de 884.

Em um estudo realizado por Lyne (1999) sobre 700 pulsares, foram catalogados 45 glitches que ocorreram em 21 pulsares (TABELA 6.6). Esses dados mostram que glitches têm sido observados em aproximadamente 3% da população conhecida, predominantemente de pulsares jovens,  $< 10^7$  anos (Shapiro e Teukolsky, 1983).

TABELA 6.6 Pulsares com glitches conhecidos.

item	pulsar	idade (10 <sup>3</sup> anos)	N <sub>g</sub>	$\Delta v / v \times 10^6$	$\Delta$ MJD (dias)
1	<b>0355+54</b>	560	2	4,4000	7692
2	<b>0525+21</b>	1480	2	0,0013	<b>9126</b>
3	<b>0531+21</b>	1,3	4	0,0800	4499
4	<b>0833-45</b>	11	9	3,1000	
5	<b>1325-43</b>	2800	1	0,1200	
6	<b>1338-62</b>	12	3	1,5000	
7	<b>1508+55</b>	2340	1	0,0002	4537
8	<b>1535-56</b>	790	1	2,8000	
9	<b>1641-45</b>	350	1	0,2000	
10	<b>1706-44</b>	17	1	2,1000	
11	<b>1727-33</b>	26	1	3,1000	1598
12	<b>1736-29</b>	650	1	0,0030	3231
13	<b>1737-30</b>	21	6	0,6400	3099
14	<b>1757-24</b>	15	1	2,0000	1145
15	<b>1758-23</b>	59	3	0,3500	3339
16	<b>1800-21</b>	16	1	4,1000	2950
17	<b>1823-13</b>	21	2	3,0000	3129
18	<b>1830-08</b>	150	1	1,9000	2901
19	<b>1859+07</b>	4360	1	0,0300	2385
20	<b>1907+00</b>	2950	1	0,0007	3343
21	<b>2224+65</b>	1120	1	1,7000	3557

FONTE: adaptada de Lyne, 1999.

colunas: 1 : item listado; 2 e 3: identificação e idade do pulsar, respectivamente; 4 : número de glitches; 5 : intensidade do glitche; 6 : quantidade de dias observados.

Nossa amostra conta com um número de 884 pulsares até 6,7 kpc. Tomando 3% desses objetos, teremos 26 pulsares que podem sofrer “glitches” e ser excitados com chance de detecção pelo SCHENBERG. Devemos considerar ainda que os 45 glitches dos 21 pulsares ocorreram em um período de 25 anos (Shemar e Lyne, 1996).

#### – Período de Ocorrência

O tempo de observação foi estimado pela quantidade de dias (MJD – Modified Julian Day). Uma vez conhecida a quantidade de dias que cada pulsar da

TABELA 6.6 foi observado, escolhemos o valor máximo para a variação em MJD (dias), nesse caso o pulsar PSR0525+21, e convertemos esse valor em anos fazendo:

$$\Delta MJD = \frac{9126 \text{ dias}}{365 \text{ dias}} 1 \text{ ano} = 25 \text{ anos}$$

Então, calculando o número de anos para o pulsar que foi observado por mais tempo ( $\Delta MJD = 9126$  dias), encontramos que este esteve sob observação por um período de 25 anos aproximadamente.

#### **- Taxa de Ocorrência**

Se considerarmos então que os 26 pulsares que sofreram glitches ocorreram dentro desse período (25 anos), temos que a taxa de ocorrência para esse evento é de aproximadamente 1 por ano.

#### **6.3.3 - As Equações de Estado (EOS)**

Devemos ter em mente que, mesmo considerando essa taxa de ocorrência até 6,7 kpc, esses pulsares, para serem detectados pelo SCHENBERG, devem ser provenientes de ENs que apresentem certas EOS “moles” particulares como, por exemplo, as EOS apresentadas nos modelos do trabalho de Andersson e Kokkotas (1998).

Podemos observar da TABELA 6.7 que os modelos que apresentam frequências dentro da banda de interesse (3,0 – 3,4 kHz) foram os modelos de EOS “moles”, com massas em torno de  $1,4 M_{\odot}$  e raio não maior que 10 km.

TABELA 6.7 Equações de estado.

EOS	$\rho_c \times 10^{15}$ (gr/cm <sup>3</sup> )	R (km)	M (M <sub>⊙</sub> )	$\omega_f$ (kHz)	$\tau_f$ (s)
A	3,980	8,426	1,653	3,090	0,109
B	7,684	7,682	1,360	3,393	0,089
B	3,388	7,951	1,303	3,236	0,091
B	3,000	8,143	1,248	3,113	0,095
F	5,012	7,966	1,464	3,403	0,097
F	3,981	8,495	1,450	3,138	0,098
G	3,498	7,898	1,253	3,264	0,091

FONTE: compilada das tabelas de Andersson e Kokkotas, 1998.

colunas: 1 : modelo de EOS; 2, 3 e 4 : densidade central, raio e massa do modelo estelar, respectivamente; 5 e 6 : frequência e tempo de amortecimento do modo f.

## 6.4 - EXCITAÇÃO DOS PRIMEIROS MODOS QUADROPOLARES DE BURACOS NEGROS COM MASSA $\sim 3,8M_{\odot}$

### 6.4.1 - Detectabilidade

O colapso de uma estrela para BN pode produzir um sinal em OGs, cuja amplitude é calculada por (ver, e.g. Thorne, 1987):

$$h_{BN} \sim 7,4 \times 10^{-20} \epsilon^{\frac{1}{2}} \left( \frac{M_r}{M_{\odot}} \right) \left( \frac{1 \text{Mpc}}{r_z} \right) \quad (6.6)$$

onde,

$M_r$  é a massa do buraco negro e  $r_z$  é a distância da fonte.

Assumindo  $\epsilon = 7 \times 10^{-4}$  (Stark e Piran, 1986), que é a eficiência máxima de geração de OGs para um colapso axi-simétrico de uma estrela em rotação que produza um BN (de Araujo et al., 2002), encontramos uma distância de **570 kpc**.

Pode-se observar da FIGURA 6.4 que quanto maior a sensibilidade de operação do detector ( $4,3 \times 10^{-21}$ ) maior será sua detectabilidade. Nota-se que a curva superior na figura se estende até distâncias muito maiores em relação as demais curvas, para uma mesma quantidade de energia convertida em OGs.

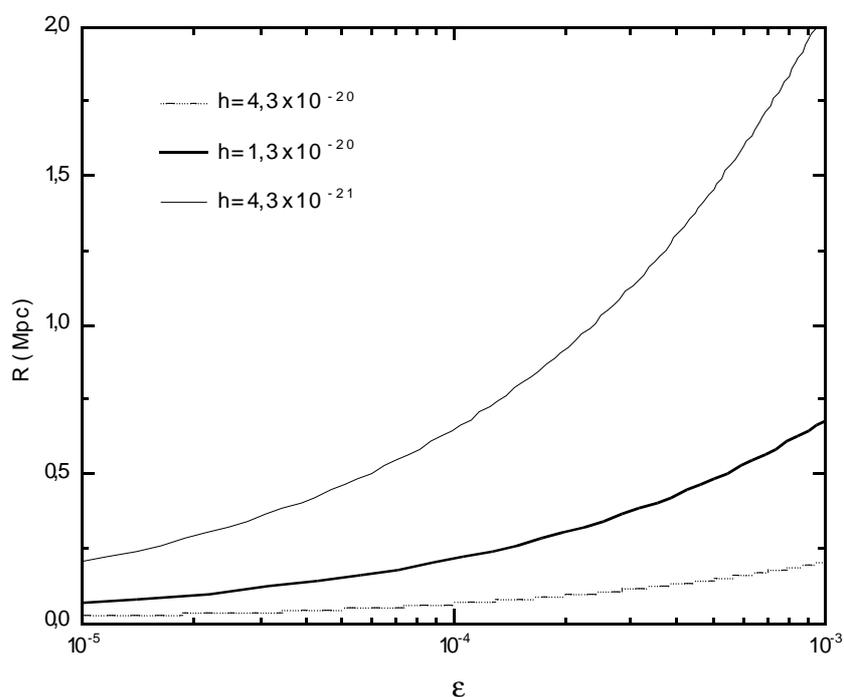


FIGURA 6.4 Dependência da distância da fonte com a eficiência em energia e a sensibilidade do SCHENBERG.

#### 6.4.2 - Taxa de BNs entre 3,8 e 4,3 $M_{\odot}$ até 570 kpc

Para estimar a taxa de formação de BNs com massa entre 3,8 a 4,3  $M_{\odot}$  e que estejam situadas dentro do raio 570 kpc, nós usamos a seguinte relação (Miranda, 1992):

$$R_{BN} = M_{gal} f(t) \xi(m) \quad (6.7)$$

onde,

$M_{gal}$  é a massa da galáxia,  $f(t)$  é a taxa de formação estelar (Star Formation Rate – SFR) e  $\xi(m)$  é a função de massa inicial (Initial Mass Function - IMF).

### – Taxa de Formação Estelar na Galáxia

Podemos calcular a taxa de formação estelar (SFR) pela equação (ver, e.g. Miranda, 1992):

$$M_{gás} = M_{total} e^{-f(t)t} \quad (6.8)$$

onde,

$M_{gás}$  e  $M_{total}$  são a massa do gás e a massa total luminosa da Galáxia, respectivamente e  $t$  é a escala de tempo característica para a formação estelar.

Essa taxa permite obter a quantidade de gás que é convertida em estrelas por unidade de tempo. O próximo passo é calcular também quantas dessas estrelas virão a se tornar um BN na banda de massas desejada.

Considerando que:

$M_{gás}$  (hoje) =  $10^9$  a  $10^{10} M_{\odot}$  (para uma galáxia espiral típica),  $M_{total} \sim 10^{11} M_{\odot}$  e que  $t = 10^{10}$  anos (escala de tempo característica para a formação do disco) então, substituindo os valores na equação (6.8), temos:

$$10^9 = 10^{11} e^{-f(t)10^{10}} \Rightarrow f(t) = 4,605 \times 10^{-10} \text{ anos}^{-1}$$

– **Função de Massa Inicial para BNs entre 3,8 e 4,3  $M_{\odot}$**

A taxa de BNs nessa banda de massas pode ser obtida conhecendo-se a lei de distribuição das massas estelares (ver, e.g. de Araujo et al., 2002), que nos fornece a distribuição da massa das estrelas (número por “bin” de massa). Isto é:

$$\xi(m) = \int_{m_i}^{m_f} \phi(m) dm \quad (6.9)$$

onde,

$$\phi(m) = A m^{-(1+x)} \text{ e } x = 1,35 \text{ é o expoente de Salpeter.}$$

A constante de normalização “A” da distribuição de massas estelares é obtida da condição:

$$\int_{m_i}^{m_f} m \phi(m) dm = 1 \quad (6.10)$$

onde,

$$m_i = 0,1 M_{\odot} \text{ e } m_f = 125 M_{\odot}.$$

Assim sendo, temos que  $A = 0,17 M_{\odot}^{0,35}$ , que é a constante de normalização da distribuição de massas.

Dessa forma, temos:

$$\phi(m) = 0,17 m^{-2,35} M_{\odot}^{0,35} \quad (6.11)$$

Substituindo a equação (6.11) em (6.9) e tomando como limites  $m_i = 38 M_\odot$ ,  $m_f = 43 M_\odot$ , temos:

$$\xi(m) = \int_{38M_\odot}^{43M_\odot} 0,17 m^{-2,35} M_\odot^{0,35} dm = 1,426 \times 10^{-4} M_\odot^{-1}$$

Então, para a Galáxia e no intervalo de massas de 38 a 43  $M_\odot$ , encontramos respectivamente  $f(t) = 4,605 \times 10^{-10} \text{ anos}^{-1}$  e  $\xi(m) = 1,426 \times 10^{-4} M_\odot^{-1}$ .

Substituindo os valores na equação (6.7), temos:

$$R_{BN} = (10^{11}) (4,605 \times 10^{-10}) (1,426 \times 10^{-4}) \text{ anos}^{-1} \Rightarrow R_{BN} = 6,6 \times 10^{-3} \text{ anos}^{-1} .$$

Essa taxa mostra que teremos, via evolução estelar, um BN formado a cada 150 anos na Galáxia em condições de produzir um sinal detectável pelo SCHENBERG.

Além da taxa calculada para a nossa própria galáxia, podemos estimar as taxas das outras galáxias do GL até 570 kpc, com massas mais altas. A amostra foi escolhida de maneira que pudesse representar os dois grupos restantes de galáxias (irregulares e anãs esferoidais). Dessa forma, temos:

– para irregulares do tipo LMC:

$$M_{\text{total}} = 4,28 \times 10^9 M_\odot$$

$$M_{\text{gás}} \sim 10^{-1} M_L$$

Lembrando que  $M_{\text{gás}} = M_{\text{total}} e^{-f(t)t}$ , para  $t = 10^{10}$  anos, temos:

$$(10^{-1}) = e^{-f(t) 10^{10}} \Rightarrow f(t) = 2,3 \times 10^{-10} \text{ anos}^{-1} ,$$

e calculando a taxa:

$$R_{BN} = (4,28 \times 10^9) (2,3 \times 10^{-10}) (1,426 \times 10^{-4}) \text{ anos}^{-1} \Rightarrow R_{BN} = 1,4 \times 10^{-4} \text{ anos}^{-1} .$$

Isto é, um BN na faixa de interesse formado a cada 7000 anos aproximadamente.

– para anãs-esferoidais do tipo NGC 6822:

$$M_{\text{total}} = 4,28 \times 10^8 M_{\odot}$$

$$M_{\text{gás}} \sim 10^{-4} M_L$$

Da mesma forma como calculado acima:

$$(10^{-4}) = e^{-f(t) 10^{10}} \Rightarrow f(t) = 9,2 \times 10^{-10} \text{ anos}^{-1} ,$$

e:

$$R_{BN} = (4,28 \times 10^8) (9,2 \times 10^{-10}) (1,426 \times 10^{-4}) \text{ anos}^{-1} \Rightarrow R_{BN} = 5,6 \times 10^{-5} \text{ anos}^{-1} .$$

Ou seja, um BN a cada 18.000 anos aproximadamente.

Assim, mesmo somando as taxas para todas as galáxias do GL até 570 kpc não teremos um aumento significativo na taxa de eventos em relação à taxa obtida para a Via Láctea. Dessa forma, a evolução de estrelas massivas para BN na faixa de operação do SCHENBERG produz um evento detectável a cada 150 anos aproximadamente.

### 6.4.3 - Aglomerados Globulares Fechados

Uma outra maneira dos BNs emitirem OGs, além do processo de excitação dos seus primeiros modos quadrupolares quando são formados pela evolução estelar, é serem excitados por meio da passagem de um outro objeto próximo o suficiente deles. A melhor possibilidade para que isso aconteça, acredita-se, é no núcleo de um aglomerado globular (Globular Cluster - GC) fechado devida a sua alta densidade central.

Considerando as estrelas do aglomerado como se fossem partículas, é possível estimar quanto tempo estas “partículas” precisariam para chocar-se umas com as outras. Para que as duas estrelas possam chocar-se devemos considerar, ainda, que estejam em órbitas diferentes e próximas o bastante uma da outra (Bowers e Deeming, 1984).

#### – Tempo de Mistura nos Aglomerados

O tempo exigido para essa aproximação ocorrer é cerca de metade do período necessário para a estrela desenvolver sua órbita. Essa escala de tempo é chamada de tempo de mistura (“mixing-time”). Segundo Bowers e Deeming (1984), fazendo uso do teorema do virial temos:

$$T_m = \frac{2R}{\langle v^2 \rangle^{1/2}} \quad (6.12)$$

onde,

$\langle v \rangle$  é a dispersão de velocidades média do sistema e  $R$  é o seu raio.

O tempo de mistura nada mais é do que o tempo necessário para que uma “partícula”, nesse caso um BN, ao atravessar o GC possa ser atingido ou pelo menos ter sua vizinhança “perturbada” por um outro objeto.

Tomando valores típicos de aglomerados globulares (Binney e Tremaine, 1987):

$R_c$  (raio do “core”) = 1,5 pc =  $4,6 \times 10^{13}$  km e

$v$  (dispersão de velocidades central) = 7 km/s,

temos:  $T_m = 1,32 \times 10^{13}$  s =  $4,2 \times 10^5$  anos.

Deve-se observar que os cálculos foram executados com base nos valores característicos para o núcleo do aglomerado, uma vez que este é mais denso do que sua periferia.

#### – Taxa para um Aglomerado

O próximo passo é estimar a taxa de BN entre 3,8 e 4,3  $M_{\odot}$  que poderiam ser encontrados dentro desse GC; mais uma vez recorremos a IMF de Salpeter (ver e.g. de Araujo et al., 2000):

$$f_{BN} = \int_{m_i}^{m_f} M_r \phi(m) dm \quad (6.13)$$

onde,

$M_r = \alpha m$ ,  $m$  é a massa da estrela progenitora e  $\alpha = 0,1$  (ver, e.g. Ferrari et al., 1999a e b).

Substituindo os valores de  $M_r$  e  $\phi(m)$  na equação (6.13) para o intervalo de massas entre 38 e 43  $M_{\odot}$  temos que:

$$f_{BN} = \int_{38M_{\odot}}^{43M_{\odot}} 0,1m 0,17m^{-2,35} dm = 5,7 \times 10^{-4} .$$

Então, a fração de BN dentro do aglomerado que poderiam ser excitados por um outro objeto é  $f_{BN} = 5,7 \times 10^{-4}$  .

Resumindo, temos que, para quaisquer dois objetos do GC interagirem, é necessário um tempo em torno de  $4,2 \times 10^5$  anos. Porém, a fração de objetos que devemos considerar nesse caso é uma fração muito pequena dentro o número total de objetos do GC, cerca de  $5,7 \times 10^{-4}$ .

Assim, para que uma fração tão pequena de objetos (BNs) possa ser atingido por um outro dentro do caroço do GC, fazemos o cálculo seguinte:

$$\text{tempo para que um BN entre } 3,8 \text{ a } 4,3M_{\odot} \text{ seja atingido} = \frac{4,2 \times 10^5 \text{ anos}}{5,7 \times 10^{-4}} = 7,4 \times 10^8$$

#### – Taxa Total para Aglomerados até 570 kpc

Estima-se que na Via Láctea há cerca de 200 aglomerados globulares fechados (Binney e Tremaine, 1987). Sendo assim, o tempo necessário para a ocorrência de um evento dessa natureza pode diminuir um pouco, considerando-se esse número de aglomerados. Podemos escrever que:

$$\text{tempo para os BNs nos 200 aglomerados} = \frac{7,4 \times 10^8 \text{ anos}}{200} = 3,7 \times 10^6 \text{ anos} .$$

E ainda, devemos lembrar que a distância estimada de observação para o SCHENBERG é de 570 kpc, o que nos possibilita incorporar a essa estimativa uns 20 aglomerados das galáxias anãs (em torno de 1 a 5 por galáxia, dependendo da massa da mesma). Dessa forma, temos que:

$$\text{tempo para os BNs nos 220 aglomerados} = \frac{7,4 \times 10^8 \text{ anos}}{220} = 3,4 \times 10^6 \text{ anos} .$$

Assim, dentro de um aglomerado globular poderia levar até 3.400.000 anos para um BN ser “atingido” por outro objeto de forma a ter seus modos quadrupolares excitados e gerar OGs.

#### 6.4.4 - Ondas Gravitacionais de um Sistema Binário EN-BN

A princípio, poderíamos supor que um sistema binário de objetos compactos formado por uma EN e um BN resultando em um objeto final com massa ~ 3,8

a  $4,3 M_{\odot}$  pudesse emitir OGs na banda de frequências de operação do SCHENBERG, quando estivesse próximo da coalescência.

Por exemplo, para dois objetos de massas iguais, a última órbita circular estável (LSO) ocorre antes da coalescência a uma distância  $R_{\text{LSO}} = 6M$  (para  $G = c = 1$ ). A essa órbita corresponde uma frequência de OGs entre 0,9 a 1,1 kHz (Sathyaprakash, 2002); um valor menor que o valor mínimo da banda do SCHENBERG (3,0 a 3,4 kHz, lembrando que  $f_{\text{OG}} = 2f_{\text{LSO}}$ ).

Sendo assim, um sistema binário compacto EN-BN só emitirá OGs na banda desejada nos últimos momentos antes da coalescência, quando já poderá ser considerado como um só objeto compacto de massa  $\sim 3,8$  a  $4,3 M_{\odot}$ .

## **6.5 - ROTAÇÃO DE ESTRELAS BOSÔNICAS OU DE MATÉRIA ESTRANHA A $\sim 1,6$ kHz**

Tem aparecido na literatura vários trabalhos referentes a estrelas estranhas. Caso seja confirmada a existência de tais estrelas, elas podem a princípio ser fontes contínuas de OGs para a antena SCHENBERG, dado que podem girar a velocidades angulares de alguns milhares de radianos por segundo (ver, e.g. Thampan, 2001).

Ainda que existam, não é possível fazermos uma estimativa de quantas dessas fontes por ano, por exemplo, o SCHENBERG poderia detectar. Seria necessário sabermos que fração dos objetos compactos seriam estrelas estranhas e que fração dessas poderia ter a velocidade angular adequada para produzir OGs dentro da banda de frequências de operação do SCHENBERG. Ainda não há uma forma razoável para fazermos tais estimativas.

A situação é praticamente a mesma para as estrelas de bósons, no que tange

à detectabilidade pela antena SCHENBERG. Isto é, não há como fazer qualquer estimativa plausível.

## **6.6 - ESPIRALAÇÃO DE MINI-BURACOS NEGROS EM SISTEMAS BINÁRIOS**

### **6.6.1 - Detectabilidade**

Sistemas binários compactos em espiralação constituem-se numa das mais promissoras fontes de radiação gravitacional e, no caso em específico do SCHENBERG, esses sistemas compactos com massas  $\sim 0,5 M_{\odot}$  poderiam emitir na frequência de 3,2 kHz.

Em particular, a FIGURA 6.5 mostra o comportamento da amplitude do sinal em OGs gerado por um sistema binário composto por mini-BNs nos momentos finais de espiralação.

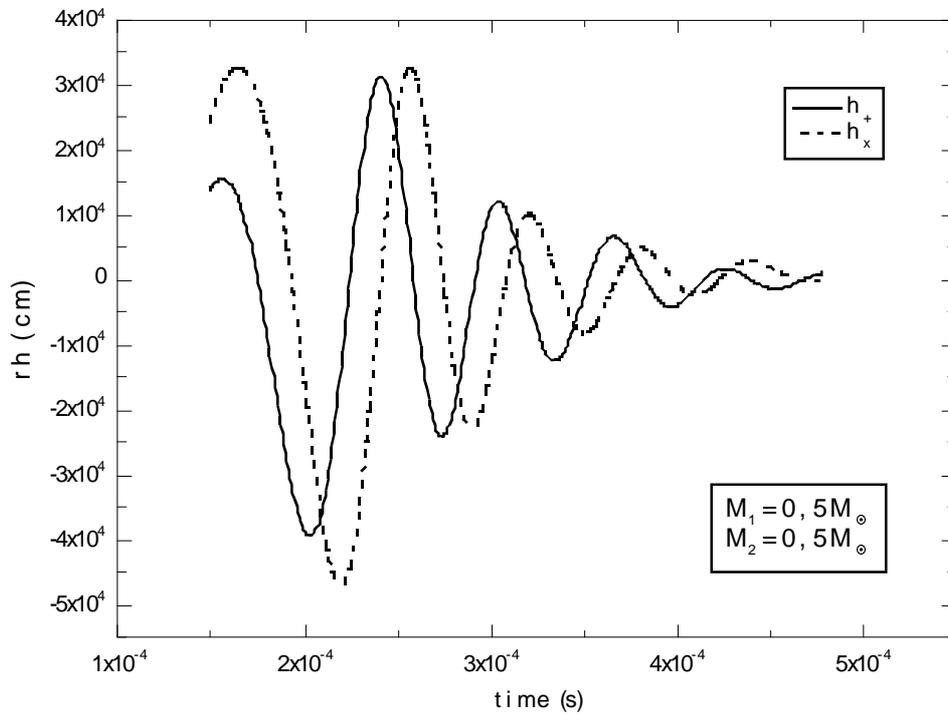


FIGURA 6.5 Amplitude nos momentos finais da espiralação de dois BHMACHOs nas componentes + e x, r é a distância da fonte.  
 FONTE: Astrogravs – Waveform Catalogue, 2002.

A amplitude característica das OGs para esse tipo de sistema pode ser obtida a partir da equação (Nakamura et al., 1997):

$$h_c = 4 \times 10^{-21} \left( \frac{M_{chirp}}{M_{\odot}} \right)^{\frac{5}{6}} \left( \frac{\nu}{100 \text{ Hz}} \right)^{-\frac{1}{6}} \left( \frac{r}{20 \text{ Mpc}} \right)^{-1} \quad (6.14)$$

onde,

$$M_{chirp} = (M_1 M_2)^{\frac{3}{5}} / (M_1 + M_2)^{\frac{1}{5}} \text{ é a massa "chirp" do sistema.}$$

Adotando-se os valores  $M_1 = M_2 = 0,5 M_\odot$  vemos que o SCHENBERG poderá detectar eventos que ocorram A uma distância  $\sim 1,7 \text{ Mpc}$ .

### **6.6.2 - Taxa de Objetos até 1,7 Mpc**

Essa distância inclui todas as galáxias do Grupo Local, que correspondem as 34 galáxias listadas na TABELA 6.8.

TABELA 6.8 Galáxias do Grupo Local.

distância (kpc)	nome	NGC	UGC	DDO	constelação	classificação morfológica	$M_v$ (-)	luminosidade ( $L_{\odot}^V$ )	massa luminosa ( $M_{\odot}$ )	massa do halo ( $M_{\odot}$ )
	<b>Via Láctea</b>				Sagittarius	Sbc	20,9	$1,95 \times 10^{10}$	$1,95 \times 10^{11}$	$1,95 \times 10^{12}$
49	<b>LMC</b>				Dorado	Irr III - IV	18,5	$2,14 \times 10^8$	$4,28 \times 10^9$	$8,56 \times 10^9$
58	<b>SMC</b>	292			Tucana	Irr IV / IV - V	17,1	$5,88 \times 10^8$	$1,17 \times 10^9$	$2,34 \times 10^9$
69			9749	199	Ursa Minor	dSph	8,9	$3,09 \times 10^5$	$6,18 \times 10^5$	$1,23 \times 10^6$
76			10882	208	Draco	dSph	8,6	$2,34 \times 10^5$	$4,68 \times 10^5$	$9,36 \times 10^5$
78					Sculptor	dSph	9,8	$7,08 \times 10^5$	$1,41 \times 10^6$	$2,82 \times 10^6$
87					Carina	dSph	9,4	$4,90 \times 10^5$	$9,80 \times 10^5$	$1,96 \times 10^6$
90	<b>Sex</b>		5373	70	Sextans	dSph	9,5	$5,37 \times 10^5$	$1,07 \times 10^6$	$2,14 \times 10^6$
131					Fornax	dSph	13,1	$1,48 \times 10^7$	$2,96 \times 10^7$	$5,92 \times 10^7$
230	<b>Leo II</b>		6253	93	Leo	dSph	10,1	$9,33 \times 10^5$	$1,86 \times 10^6$	$3,72 \times 10^6$
270	<b>Leo I Regulus</b>		5470	74	Leo	dSph	11,9	$4,90 \times 10^6$	$9,80 \times 10^6$	$1,96 \times 10^7$
390					Phoenix	dSph/ dlrr	9,8	$7,08 \times 10^5$	$1,41 \times 10^6$	$2,82 \times 10^6$
540	<b>Barnard's</b>	6822		209	Sagittarius	Irr IV - V	16	$2,14 \times 10^8$	$4,28 \times 10^8$	$8,56 \times 10^8$
587	<b>And II</b>				Andromeda	dSph	11,8	$4,46 \times 10^6$	$8,92 \times 10^6$	$1,78 \times 10^7$
589		147	326	3	Cassiopeia	dE5	15,1	$9,33 \times 10^7$	$1,86 \times 10^8$	$3,72 \times 10^8$
620		185	396		Cassiopeia	dE3p	15,6	$1,48 \times 10^8$	$2,96 \times 10^8$	$5,92 \times 10^8$
692	<b>Leo A</b>		5364	69	Leo	Irr V	11,5	$3,39 \times 10^6$	$6,78 \times 10^6$	$1,35 \times 10^7$
725	<b>M 31</b>	224	454		Andromeda	Sb I - II	21,2	$2,57 \times 10^{10}$	$2,57 \times 10^{11}$	$2,57 \times 10^{12}$
725	<b>M 32</b>	221	452		Andromeda	dE2	16,5	$3,39 \times 10^8$	$6,78 \times 10^8$	$1,35 \times 10^9$
725	<b>M 110</b>	205	426		Andromeda	dE5p	16,4	$3,09 \times 10^8$	$6,18 \times 10^8$	$1,24 \times 10^9$
759	<b>Peg</b>		12613	216	Pegasus	Irr V	12,3	$7,08 \times 10^5$	$1,41 \times 10^7$	$2,82 \times 10^7$
760	<b>LGS 3</b>				Pisces	dSph / dlrr	10,5	$1,35 \times 10^6$	$2,70 \times 10^6$	$5,40 \times 10^6$
765	<b>IC 1613</b>		668	8		Irr V	15,3	$1,12 \times 10^8$	$2,24 \times 10^8$	$4,48 \times 10^8$
790	<b>And I</b>				Andromeda	dSph	11,8	$4,46 \times 10^6$	$8,92 \times 10^6$	$1,78 \times 10^7$
790	<b>And III</b>				Andromeda	dSph	10,2	$1,02 \times 10^6$	$2,04 \times 10^6$	$4,08 \times 10^6$
795	<b>M 33</b>	598	1117		Triangulum	Sc II - III	18,9	$3,09 \times 10^9$	$3,09 \times 10^{10}$	$3,09 \times 10^{11}$
900	<b>PGC 69519</b>				Tucana	dSph	9,6	$5,88 \times 10^5$	$1,17 \times 10^6$	$2,34 \times 10^6$
940	<b>WLM</b>		A 444	221		Irr IV - V	14,4	$4,90 \times 10^7$	$9,80 \times 10^7$	$1,96 \times 10^8$
1150	<b>Sag DIG</b>				Sagittarius	Irr V	12	$5,37 \times 10^6$	$1,07 \times 10^7$	$2,14 \times 10^7$
1150	<b>PGC 29194</b>				Antlia		10,7*	$1,62 \times 10^6$	$3,24 \times 10^6$	$6,48 \times 10^6$
1250	<b>IC 10</b>		192			Irr IV	16,3	$2,82 \times 10^8$	$5,64 \times 10^8$	$1,13 \times 10^9$
1260		3109	A 194	236			15,8*	$1,78 \times 10^8$	$3,56 \times 10^8$	$7,12 \times 10^8$
1300	<b>Sex B</b>		5373	70	Sextans		14,3*	$4,46 \times 10^7$	$8,92 \times 10^7$	$1,78 \times 10^8$
1450	<b>Sex A</b>		A 205	75	Sextans		14,4*	$4,90 \times 10^7$	$9,80 \times 10^7$	$1,96 \times 10^8$
								<b><math>4,92 \times 10^{11}</math></b>	<b><math>4,85 \times 10^{12}</math></b>	

FONTE: adaptada de Grebel, 2000.

\* Binney e Merrifield (1998)

colunas: 1 : distância da Via Láctea; 2, 3, 4 e 5 : nomenclatura nos catálogos; 6 : constelação a que pertence; 7 : classificação morfológica; 8 : luminosidades no filtros V; 9 e 10 : massa luminosa e do halo, respectivamente e 11 – magnitudes absolutas.

A TABELA 6.8, assim como a apresentada para o caso das supernovas, apresenta algumas características importantes das galáxias listadas e, principalmente, a massa estimada para o halo, que é o valor de nosso maior interesse nesse caso.

### - Massa do Halo

A massa do halo da Galáxia é estimada em  $19_{-17}^{+36} \times 10^{11} M_{\odot}$  (Evans e Wilkinson, 2000), enquanto a massa luminosa é cerca de  $1,95 \times 10^{11} M_{\odot}$  (Grebel, 2000). Assim, podemos obter a relação:

$$\frac{M_h}{M_L} = 9,74_{-8,71}^{+18,5} \sim 10_{-9}^{+18} \quad (6.15)$$

onde,

$M_h$  e  $M_L$  são a massa do halo e luminosa, respectivamente.

Dessa forma, para as espirais como a Via Láctea, Andrômeda e Triângulo, a massa do halo é da ordem de 1 a 30 vezes maior que a massa luminosa dessas galáxias. Com base nesse resultado, iremos considerar que a massa do halo é 10 vezes maior que a massa luminosa para as espirais, enquanto para as demais consideraremos que  $M_h/M_L = 2$ .

### 6.6.3 - Taxa de Objetos que coalescerão no Tempo de Hubble

De posse do valor da massa do halo para o Grupo Local, foi possível estimar, combinado com a distribuição de probabilidade para o tempo  $f_t(t)$  de coalescência de MACHOs de buracos negros (Black Hole Massive Compact Halo Objects – BHMACHOs), quantos desses objetos poderão ser detectados

pelo SCHENBERG por ano. Segundo Nakamura et al. (1997) temos:

$$f_t(t) dt = \frac{3}{29} \left[ \left( \frac{t}{t_{max}} \right)^{\frac{3}{37}} - \left( \frac{t}{t_{max}} \right)^{\frac{3}{8}} \right] \frac{dt}{t} . \quad (6.16)$$

Integrando a equação (6.16) e sabendo que o tempo máximo para que a coalescência possa ocorrer é dado por:

$$t_{max} = t_0 \left( \frac{\bar{x}}{a_0} \right)^4 \quad (6.17)$$

onde,

$$\bar{x} = 1,1x10^{16} \left( \frac{M_{BN}}{M_{\odot}} \right)^{\frac{1}{3}} (\Omega h^2)^{-\frac{4}{3}} \text{ cm} \text{ é a separação média dos BHMACHOs com}$$

massa  $M_{BN}$  para uma idade definida do Universo e,

$$a_0 = 2x10^{11} \left( \frac{M_{BN}}{M_{\odot}} \right)^{\frac{2}{4}} \text{ cm} \text{ é o semi-eixo maior do sistema binário que coalesce}$$

em  $t_0$  (idade do Universo).

Então encontramos para  $t \sim t_0 = 10^{10}$  anos:

$$\bar{x} = 8,73x10^{15} (\Omega h^2)^{-\frac{4}{3}} \text{ cm} \text{ e } a_0 = 1,19x10^{11} \text{ cm} .$$

Logo:

$$\left( \frac{\bar{x}}{a_0} \right)^4 = 2,89x10^{19} (\Omega h^2)^{-\frac{16}{3}} .$$

Substituindo esse resultado na equação (6.17) e utilizando-o na (6.16), obtemos após integrar:

$$f_i(t) = \frac{1}{29} \left[ 37 \left( \frac{(\Omega h^2)^{\frac{16}{3}}}{2,9 \times 10^{19}} \right)^{\frac{3}{37}} - 8 \left( \frac{(\Omega h^2)^{\frac{16}{3}}}{2,9 \times 10^{19}} \right)^{\frac{3}{8}} \right] = 0,0337 (\Omega h^2)^{\frac{16}{37}} - 1,3 \times 10^{-8} (\Omega h^2)^2$$

Considerando-se  $\Omega h^2 = 1$  para  $t = t_{\text{equipartição}}$ . Isto é, quando a densidade de matéria e radiação eram iguais, encontra-se que  $f_i(t) = 0,033$ .

Esse resultado mostra que no máximo cerca de 3,3% dos BHMACHOs da galáxia poderão coalescer no tempo de Hubble (lembrando que os MACHOs a que nos referimos são aqueles com massa de  $0,5 M_{\odot}$ ). Note que esses BHMACHOs apenas emitirão OGs na banda do SCHENBERG instantes antes da coalescência.

#### – Taxa para a Galáxia

Estima-se que haja no halo da nossa galáxia cerca de  $4 \times 10^{11}$  BHMACHOs (Nakamura et al., 1997). Então, cerca de 3,3% desse valor nos daria  $1,32 \times 10^{10}$  desses objetos com massa igual a  $0,5 M_{\odot}$ . Considerando que esses BHMACHOs coalescerão em um tempo  $t \sim t_0$  ( $10^{10}$  anos), tem-se um número de 1,32 eventos dessa natureza por ano.

#### – Taxa até 1,7 Mpc

Essa taxa pode ser um tanto maior, pois a distância que devemos levar em conta está além dos limites do GL de galáxias.

Uma vez calculada as massas dos halos das galáxias espirais e inferidas as massas para as irregulares e anãs, podemos extrapolar essa taxa relacionando-a a massa total estimada para o GL.

Para uma massa de  $1,95 \times 10^{12} M_{\odot}$  o número de eventos é estimado em torno de 1,32 por ano. Essa taxa pode ser extrapolada para 3,32 para uma massa de  $4,91 \times 10^{12} M_{\odot}$  (TABELA 6.8), de forma que obtemos uma taxa de cerca de 3,3 eventos por ano.

Contudo, esse valor pode variar entre 1 a 3 por ano, dependendo dos valores de  $\Omega$  e  $h$  adotados (ver FIGURA 6.6).

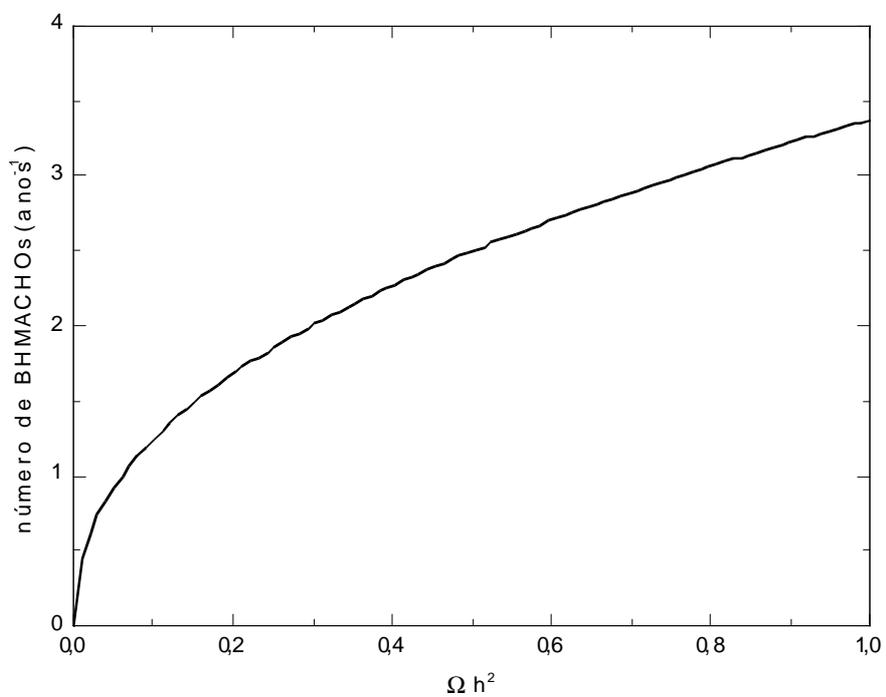


FIGURA 6.6 Dependência da taxa de BHMACHOs com a idade do Universo.

## CAPÍTULO 7 - CONCLUSÕES

Nessa dissertação, estudamos as fontes astrofísicas de ondas gravitacionais (OGs) possíveis de serem detectadas pela antena Mario SCHENBERG. Em particular, estudamos suas taxas de ocorrência e detectabilidade.

O detector de OGs SCHENBERG, como vimos, será sensível na banda de 3,0 a 3,4 kHz, sendo capaz de detectar fontes de OGs que tenham amplitudes acima de  $\sim 4 \times 10^{-21}$  (limite quântico de sensibilidade do detector) ou, mais realisticamente, acima de  $10^{-20}$  (quando em operação à 20 mK).

Vimos, também, que as seguintes fontes podem gerar OGs na banda do SCHENBERG: colapsos do núcleo estelar que geram eventos de supernovas; instabilidades hidrodinâmicas em estrelas de nêutrons; oscilações e esteletos em estrelas de nêutrons que excitam os modos  $f$ ,  $p$  e  $w$ ; excitações dos primeiros modos quadrupolares de buracos negros com massa  $\sim 4M_{\odot}$ ; coalescências de estrelas de nêutrons e buracos negros em sistemas binários; rotações de estrelas bosônicas ou “estranhas” com períodos menores que alguns mili-segundos e espiralações de mini-buracos negros.

Os nossos estudos mostraram que boa parte dessas fontes apresenta taxas de ocorrência muito baixas. Dessa forma, a detectabilidade torna-se pouco provável, mesmo com o detector operando próximo do limite quântico.

É bem sabido que para uma antena de OGs ser capaz de detectar algumas fontes impulsivas por ano, por exemplo, é necessário que sua sensibilidade seja tal que distâncias maiores que 10 Mpc sejam cobertas, de modo a englobar um maior número de galáxias. Para alguns tipos de fontes, coalescência de objetos compactos por exemplo, distâncias cosmológicas (além de 100 Mpc) precisam ser atingidas.

Os nossos resultados mostram que o SCHENBERG será capaz de obter informações de fontes a distâncias menores que 5 Mpc. Isto explica o por que, para muitas das fontes estudadas, a detecção será pouco provável.

Dentre as fontes estudadas, no entanto, os BHMACHOS (seção 6.6) e as estrelas de nêutrons (ENs) apresentam taxas de ocorrência tal que a antena SCHENBERG pode, a princípio, detectá-las.

Caso os MACHOS possam, ao menos em parte, ser buracos negros de massas sub-solares e formem sistemas binários, será possível detectar ao menos alguns deles. Dependendo das massas desses BHMACHOS binários, tais fontes podem apresentar alguns ciclos na banda do Schenberg, podendo ser caracterizados como fontes quase-periódicas. É necessário, portanto, estudar tais sistemas binários em maiores detalhes.

Uma outra fonte promissora são as ENs. Estas estrelas podem sofrer uma série de instabilidades. Em particular, a que nos interessa é, como discutido na seção (5.3), a que excita o modo f. Como já mencionado, se a equação de estado da matéria neutrônica é "mole", o modo f pode gerar OGs na banda do SCHENBERG.

Argumentamos que o modo f poder ser excitado via algum rearranjo estrutural das ENs, bem como via alguns outros mecanismos discutidos anteriormente (seção 5.3). Existem evidências de que tais estrelas podem sofrer tais rearranjos estruturais.

Pulsares jovens ( $< 10^7$  anos), por exemplo, apresentam "glitches", o que pode indicar que rearranjos estruturais estão em curso, podendo haver, dessa forma, excitação do modo f. Com base nos pulsares conhecidos, estimamos que o SCHENBERG poderá detectar alguns deles por ano via de-excitação do modo f.

Vale lembrar, no entanto, que os pulsares observados são  $\sim 1000$ . Estima-se que o número de estrelas de nêutrons na Galáxia é  $\sim 10^8 - 10^9$ . Ainda que uma pequena fração destes possa sofrer algum rearranjo estrutural de modo a excitar o modo f, poderemos ter muito mais do que algumas fontes ano observadas pelo SCHENBERG.

Finalmente, vale mencionar que se o "SCHENBERG" detectar sinais periódicos, isso pode significar que estrelas do tipo estranha podem existir e estar girando entre 1500 a 1700 Hz.



## REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- Aguiar, O.D. **Astrofísica de ondas gravitacionais**. Notas de aula da disciplina AST-300 do curso de Pós-Graduação em Astrofísica do INPE, 1992.
- Aguiar, O.D.; Andrade, L.A.; Camargo Filho, L.; Costa, C.A.; de Araujo, J.C.N.; de Rey Neto, E.C.; de Souza, S.T.; Fauth, A.C.; Frajuca, C.; Frossati, G.; Furtado, S.R.; Furtado, V.G.S.; Magalhães, N.S.; Marinho Jr., R.M.; Matos, E.S.; Meliani, M.T.; Melo, J.L.; Miranda, O.D.; Oliveira Jr., N.F.; Ribeiro, K.L.; Salles, K.B.M.; Stellati, C.; Velloso Jr., W.F. The status of the Brazilian antenna detector. **Class. Quantum Grav.**, v. 19, n. 7, p. 1949-1953, abr. 2002.
- Alcock, C.; Allsman, R.A.; Alves, D.; Axelrod, T.S.; Becker, A.C.; Bennett, D.P.; Cook, K.H.; Freeman, K.C.; Griest, K.; Guern, J.; Lehner, M.J.; Marshall, S.L.; Peterson, B.A.; Pratt, M.R.; Quinn, P.J.; Rodgers, A.W.; Stubbs, C.W.; Sutherland, W.; Welch, D.L. The MACHO Project LMC Microlensing Results from the First Two Years and the Nature of the Galactic Dark Halo. **Ap. J.**, v. 486, p. 697-726, 1996.
- Alpar, M.A. **Pulsar Glitch Behaviour and AXPs, SGRs and DTNs**, Turkey, v.1, dez. 2001. Disponível em: <<http://arxiv.org/list/astro-ph/0112?300>>. Acesso em: out. 2002.
- Andersson, N.; Kokkotas K.D. Gravitational Waves and Pulsating Stars: What Can We Learn from Future Observations?. **Phys. Rev. Letters**, v. 77, n. 20, p. 4134-4137, nov. 1996.
- Andersson, N.; Kokkotas K.D. Towards gravitational wave asteroseismology. **Mont. Not. R. Astron. Soc.**, v. 299, p. 1059-1068, 1998.
- Astone, P. Resonant mass detectors: present status. **Class. Quantum Grav.**, v. 19, n. 7, p. 1227-1235, abr. 2002.

- Baker, J. Astrogravs - Waveform Catalogue. Disponível em:  
<<http://astrogravs.gsfc.nasa.gov/>>. Acesso em: set. 2002.
- Barish, B.C. **The Detection of Gravitational Waves with LIGO**, Califórnia, v. 1, n. 26, mai.1999. Disponível em: <<http://arxiv.org/list/gr-qc/9905>>. Acesso em: out. 2002.
- Binney J.; Tremaine S. **Galactic Dynamics**. Princenton: University Press, 1987.
- Binney, J.; Merrifield, M. **Galactic Astronomy**. Princeton: University Press, 1998.
- Bowers, R.L.; Deeming T. **Astrophysics I – II**. Boston: Jones and Bartlett, 1984.
- Cappellaro, E.; Turatto, M.; Tsvetkov, D.Y.; Bartunov, O.S.; Pollas, C.; Evans, R.; Hamuy, M. **A&A**, n. 322, p. 431-441, dez. 1997.
- Cappellaro, E.; Evans, R.; Turatto, M. **A&A**, n. 351, p. 459-466, dez. 1999.
- Costa, C.A. **Modelagem matemática do comportamento mecânico do detector de ondas gravitacionais “Mario Schenberg”**. São José dos Campos. Dissertação (Mestrado em Astrofísica) – Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, 2002.
- Davidge, T.J. The evolved red stellar contents for the Sculptor Group Galaxies NGC 55, NGC 300, and NGC 7793. **Ap. J.** , v. 497, p. 650-661, abr. 1998.
- Davidge, T.J.; Courteau, S. Near-infrared adaptive optics imaging of the central regions of nearby Sc galaxies. II. NGC 247 and NGC 2403. **AJ**. v. 123, p. 1438-1453, mar. 2002.
- de Araujo, J.C.N.; Miranda, O.D.; Aguiar, O.D. Stochastic background of gravitational waves. **Phys. Rev. D**. v. 61, p. 124015, mai. 2000.

- de Araujo, J.C.N.; Miranda, O.D.; Aguiar, O.D. Gravitational wave background from Population III black hole formation. **Mont. Not. R. Astron. Soc.**, v. 330, p. 651-659, 2002.
- Evans, N.W.; Wilkinson, M.I.; Guhathakurta, P.; Grebel, E.K.; Vogt, S.S. Dynamical mass estimates for the halo of M31 from KECK SPECTROSCOPY. **Ap. J.**, v. 540, p. L9-L12, set. 2000.
- Ferrari, V.; Matarrese, S.; Schneider, R. Gravitational wave background from a cosmological population of core-collapse supernovae. **Mont. Not. R. Astron. Soc.**, v. 303, n. 2, p. 247-257, 1999a.
- Ferrari, V.; Matarrese, S.; Schneider, R. Stochastic background of gravitational waves generated by a cosmological population of young, rapidly rotating neutron stars. **Mont. Not. R. Astron. Soc.**, v. 303, n. 2, p. 258-264, 1999b.
- Fraternali, F.; van Moorsel, G.; Sancisi, R.; Oosterloo, T. Deep HI survey of the spiral galaxy NGC 2403. **AJ.** v. 123, p. 3124 – 3140, jun. 2002.
- Frossati, G.; Waard, A. Homepage MiniGrail. Disponível em: <http://www.minigrail.nl/>. Acesso em: out. 2000.
- Furtado, S.R. **Técnicas de resfriamento rápido de antenas de ondas gravitacionais**. São José dos Campos. Proposta de Dissertação (Mestrado em Astrofísica) – Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, 2000.
- Grebel, E.K. The star formation history of the Local Group. In: ESLAB SYMPOSIUM, 33.,1999, Netherlands. **Proceedings of 33rd ESLAB Symposium**. Noordwijk: ESA, 2000. p. 87-98.
- Houser, J.L. The effect of rotation on the gravitacional radiation and dynamical stability of stiff stelar cores. **Mont. Not. R. Astron. Soc.**, v. 299, p. 1069-1086, 1998.

- Houser, J.L.; Centrella, J.M. Gravitational radiation from rotational instabilities in compact stellar cores with stiff equations of state. **Phys. Rev. D.** v. 54, n. 12, p. 7278-7297, dez. 1996.
- Hunter, D.A.; Elmegreen, B.G.; van Woerden, H. Neutral Hydrogen and Formation in the Irregular Galaxy NGC 2366. **Ap. J.**, v. 556, n. 2 p. 773-800, ago. 2001.
- Instituto de Física da Universidade Federal do Rio Grande do Sul (UFRGS). disponível em: <<http://www.if.ufrgs.br/oei/cgu/leihub/leihub.htm>>. Acesso em: set. 2002.
- Jetzer, Ph. Boson stars. **Phys. Rep.**, v.220, n.163, 1992.
- Ju, L.; Blair, D.G.; Zhao, C. Detection of gravitational waves. **Rep. Prog. Phys.**, v. 63, p. 1317-1427, 2000.
- Kenyon, I. R. **General relativity**. Oxford: University Press, 1990.
- Kormendy, J.; Bender, R.; Richstone, D.; Ajhar, E.A.; Dressler, A.; Faber, S.M.; Gebhardt, K.; Grillmair, C.; Lauer, T.R.; Tremaine, S. Hubble Space Telescope Spectroscopic evidence for a  $2 \times 10^9 M_{\odot}$  Black Hole in NGC 3115. **Ap. J.** v. 459, p. L57-L60, mar. 1996.
- Lee, M.G.; Madore, B.F. BVRI CCD PHOTOMETRY of the resolved galaxy NGC 1560. **AJ.** v. 106, n. 1, p. 77, jul. 1993.
- Lyne, A. **Glitches and Timing Noise**. Pulsar Timing, General Relativity and the Internal Structure of Neutron Stars. The Netherlands, 1999. p. 141. ISBN 90-6984-247-5.
- Manchester, D. Australia Telescope National Facility (ATNF). Pulsar Catalogue. Disponível em: <<http://www.atnf.csiro.au/research/pulsar/catalogue/>>. Acesso em: out. 2002.

- Maucelli, E. **Data analysis of the Allegro gravitational wave detector**. Baton Rouge, Louisiana. 134 p. Ph. D. (Dissertation in Physics and Astronomy). Louisiana State University, 1997.
- Melo, J.L. **Sistemas de isolamento vibracional e de acoplamento antena-transdutores para o protótipo de um detector de ondas gravitacionais**. São José dos Campos. Tese (Doutorado em Ciência Espacial/Astrofísica). Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, 2002.
- Mielke, E.W.; Schunck, F.E. Boson stars: early history and recent prospects. In: 8th Marcel Grossmann Meeting on General Relativity, Israel, 1997. **Proceedings**. Singapore: T. Piran, p. 22-27, 1998.
- MiniGrail - Gravitational Radiation Antenna In Leiden. Disponível em: <http://www.minigrail.nl/>. Acesso em: set. 2002.
- Miranda, O.D. **Uma contribuição ao estudo dos ventos galácticos**. São Paulo. Dissertação (Mestrado em Astronomia) - Instituto de Astronomia, Geofísica e Ciências Atmosféricas da Universidade de São Paulo, 1992.
- Morris, M.; Ghez, A.M.; Becklin, E.E. The galactic center black hole: clues for the evolution of black holes in galactic nuclei. **Adv. Space Res.** v. 23, n. 5/6, p. 959-968, 1999.
- Nakamura, T. In: 7th Marcel Grossmann Meeting on General Relativity, Israel, 1997. **Proceedings**. Singapore: R.T. Jantzen and G.M. Keiser, 1995.
- Nakamura, T.; Sasaki, M.; Tanaka, T., Thorne, K.S. Gravitational waves from coalescing black hole MACHO binaries. **Ap. J.** , v. 487, L139-L142, 1997.
- Nazin, S.N.; Postnov, K.A. Gravitational Radiation during Thorne-Zytkow object formation. **AJ.** v. 303, p. 789-794, 1995.
- NASA Extragalactic Database (NED). Disponível em: <http://nedwww.ipac.caltech.edu/>. Acesso em: set. 2002.

Portal do Astrónomo. Disponível em:

<http://www.portaldoastronomo.org/tema14.php>. Acesso em: set. 2002.

Primack, J.; Seckel, D. e Sadoulet, B. **Ann. Ver. Nuc. Part. Sci.** v. 38, p. 751, 1993.

Puche, D.; Carignan, C.; van Gorkom, J.H. HI studies of the Sculptor group galaxies. III. NGC 55. **AJ.** v. 101, n. 2, p. 447, fev. 1991a.

Puche, D.; Carignan, C.; Wainscoat, R.J. HI studies of the Sculptor group galaxies. III. NGC 253. **AJ.** v. 101, n. 2, p. 456, fev. 1991b.

Ruffini, J. A.; Wheeler, J. Relativistic Cosmology and Space Platforms. In: Conference on Space Physics, Paris, 1971. **Proceedings.** Paris: ESRO, p. 145-174, 1971.

Sakamoto, K.; Fukuda, H.; Wada, K.; Habe, A. Millimetric observations of the center of M81: a starved nucleus with intraday variability. **AJ.** v. 122, p. 1313-1329, set. 2001.

Sathyaprakash, B.S. The gravitational wave symphony of the Universe. **Pramana.** v. 56, n. 4, p. 457-475, abr. 2001.

Shapiro, S.L.; Teukolsky, S.A. **Black holes, white dwarfs, and neutron stars:** The physics of compact objects. New York: Wiley-Interscience Publication, 1983.

Shemar, S.L.; Lyne, A.G. Observations of pulsar glitches. **Mont. Not. R. Astron. Soc.**, v. 282, n. 2, p. 677-690, 1996.

Stark, R.F.; Piran, T. Recent Developments of General Relativity. In: Fourth Marcel Grossman Meeting, Rome, 1985. **Proceedings.** Rome: R. Ruffini, Parts A and B, 1986.

Thampan, A.V. Structure of rapidly rotating strange stars: salient differences from neutron stars. In: Presentation at Compact Stars in the QCD Phase

- Diagram, Copenhagen, 2001. **Proceedings**. Copenhagen: NORDITA, p. 48-53, 2001.
- Thorne, K.S. Gravitational Radiation. In: Hawking, S., Israel, W. ed. **Three hundred years of gravitation**. Cambridge University Press, 1987, Cap. 9, p. 330-458.
- Tutukov, A.V.; Yungelson, L.R. The merger rate of neutron star and black hole binaries. **Mont. Not. R. Astron. Soc.**, v. 260, n.3, p. 675-678, 1993.
- Urama, J.O.; Okeke, P.N. Radio Pulsar Glitch Studies. **African Skies**, n. 4, 1999.
- Ushomirsky, G.; Bildsten, L.; Cutler, C. Gravitational Waves from Low-Mass X-ray Binaries: a Status Report. In: Third Edoardo Amaldi Conference on Gravitational Waves, Pasadena, 1999. **Proceedings**. Pasadena: Sydney Meshkov, p. 523, 1999.
- van den Bergh, S. **Galaxy Morphology and Classification**. Cambridge University Press, 1998.
- van den Bergh, S. The nearest group of galaxies. **Ap. J.**, v. 517, n. 2, p. L97-L99, Jun. 1999.
- Weisberg, J.M.; Taylor, J.H. The Relativistic Binary Pulsar B1913+16. In: ASP Conference Series of Radio Pulsar, Chania, 2002. **Proceedings**. Chania: M. Bailes, D.J. Nice, S.E. Thorsett, 2002.
- Westpfahl, D.J.; Coleman, P.H.; Alexander, J.; Tongue, T. The geometry of the HI of several members of the M81 group: the HI is fractal. **AJ**. v. 117, n. 2, p. 868-880, Fev. 1999.
- White, N.E.; Zhang, W. Millisecond X-Ray Pulsars in Low-mass X-Ray Binaries. **Ap. J.**, v. 490, n. 1, p. L87, 1997.