

Astrofizyka cząstek

prof. dr hab. A.F.Żarnecki

Zakład Cząstek i Oddziaływań Fundamentalnych IFD

Wykład XIII

- Supernowe i błyski gamma
- Fale grawitacyjne
- Detektory LIGO i Virgo

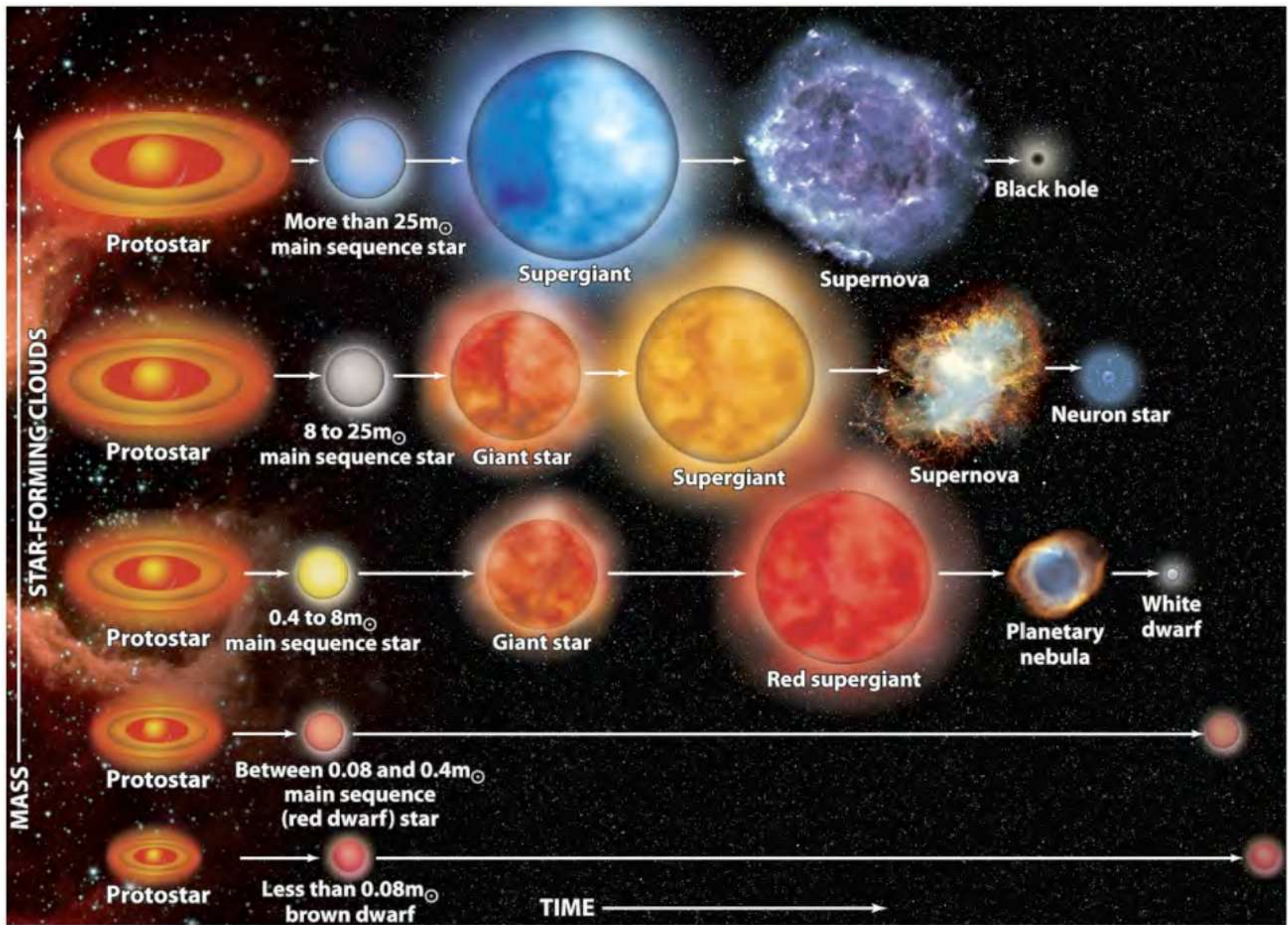
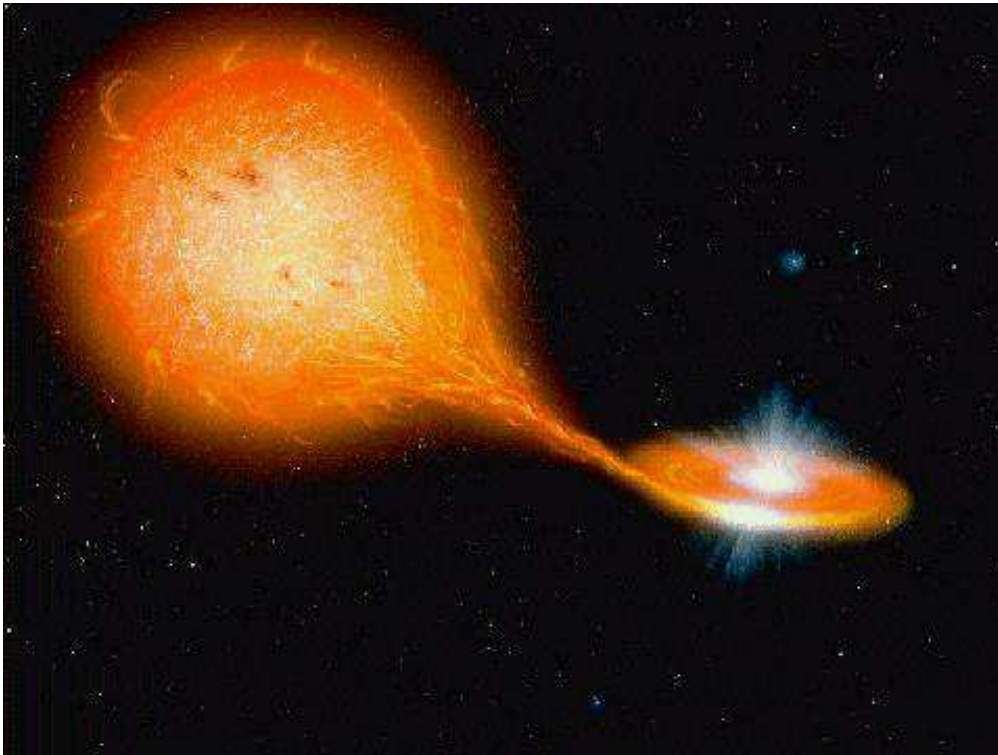


Figure 13-28a
 A.P. Zamecki
 Discovering the Universe, Eighth Edition
 © 2008 W. H. Freeman and Company

Supernowe

Supernowe Typ I



Białe karły są stabilne jeśli ich masa nie przekracza ok. 1.5 mas Słońca

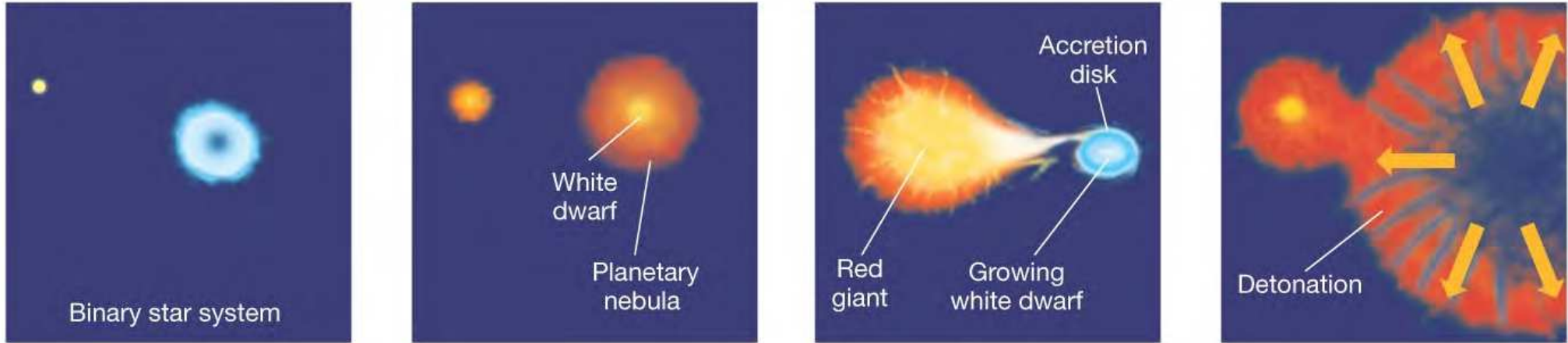
Wtedy ciśnienie degeneracji elektronów równoważy ciśnienie grawitacyjne

Jeśli jednak biały karzeł znajduje się w bliskim układzie podwójnym, jego masa może powoli rosnać...

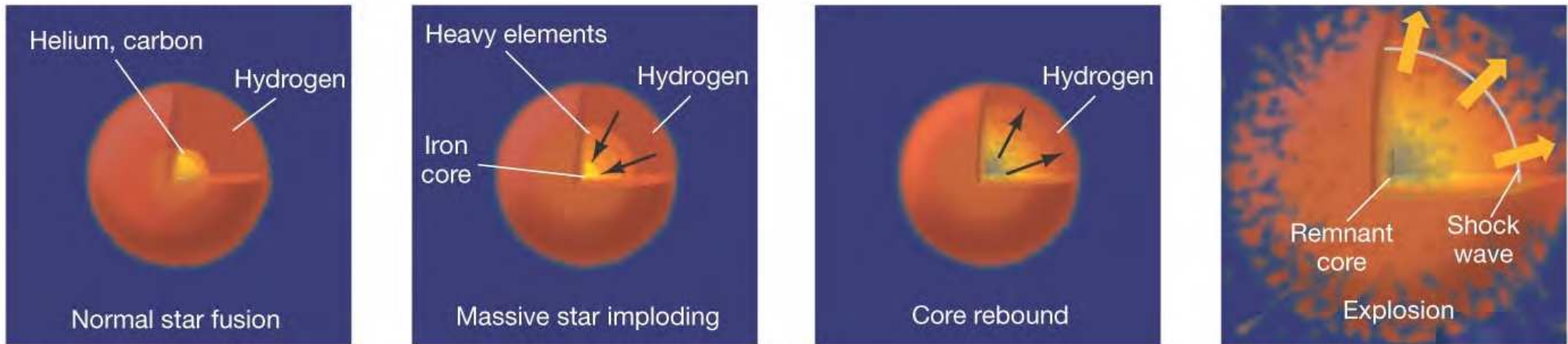
Z chwilą przekroczenia progowej wartości masy następuje zapadnięcie się białego karła, analogiczne do zapadnięcia się jądra w Supernowej typu II.

Supernowe

(a) Type I Supernova

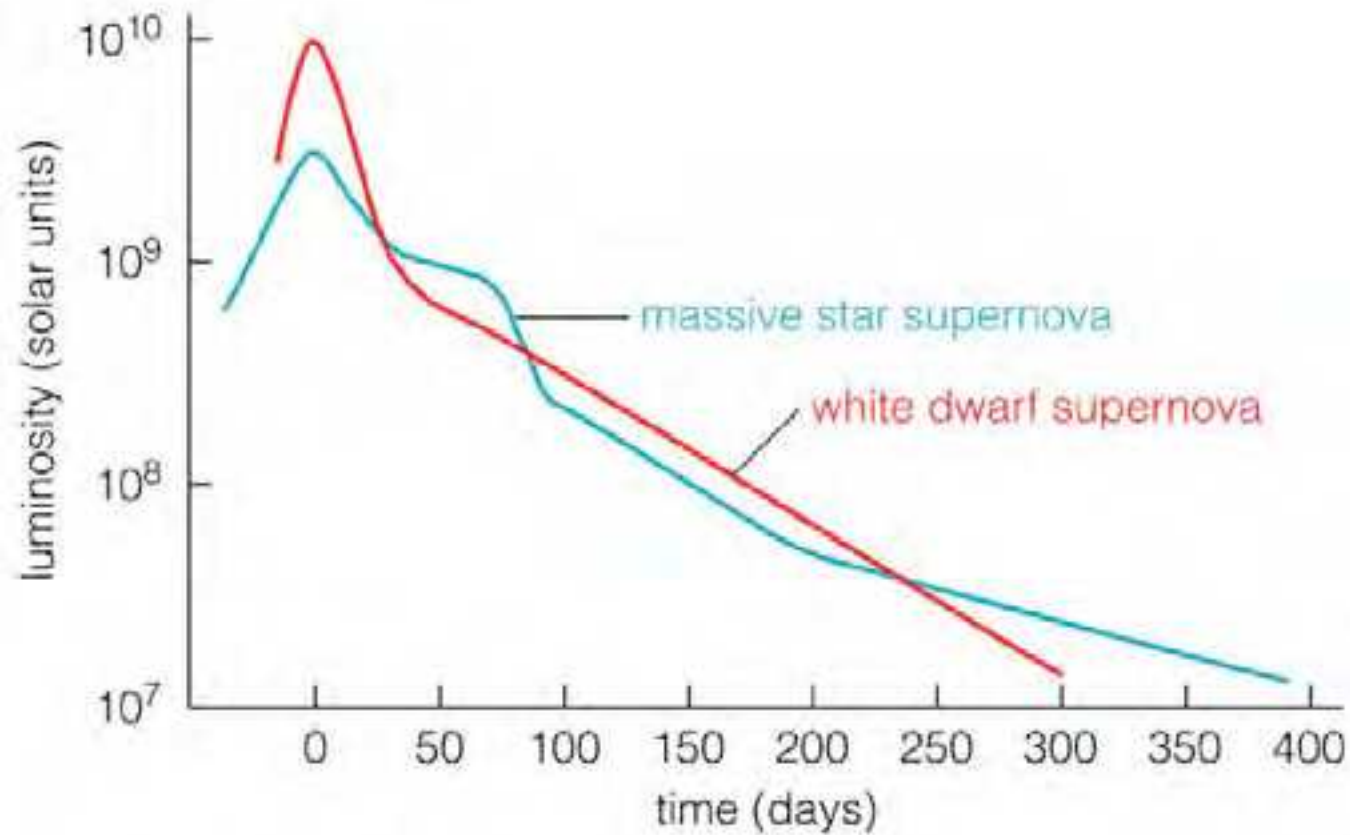


(b) Type II Supernova



Supernowe

Możemy rozróżnić typy supernowych na podstawie krzywej blasku i widma



Copyright © 2004 Pearson Education, publishing as Addison Wesley.

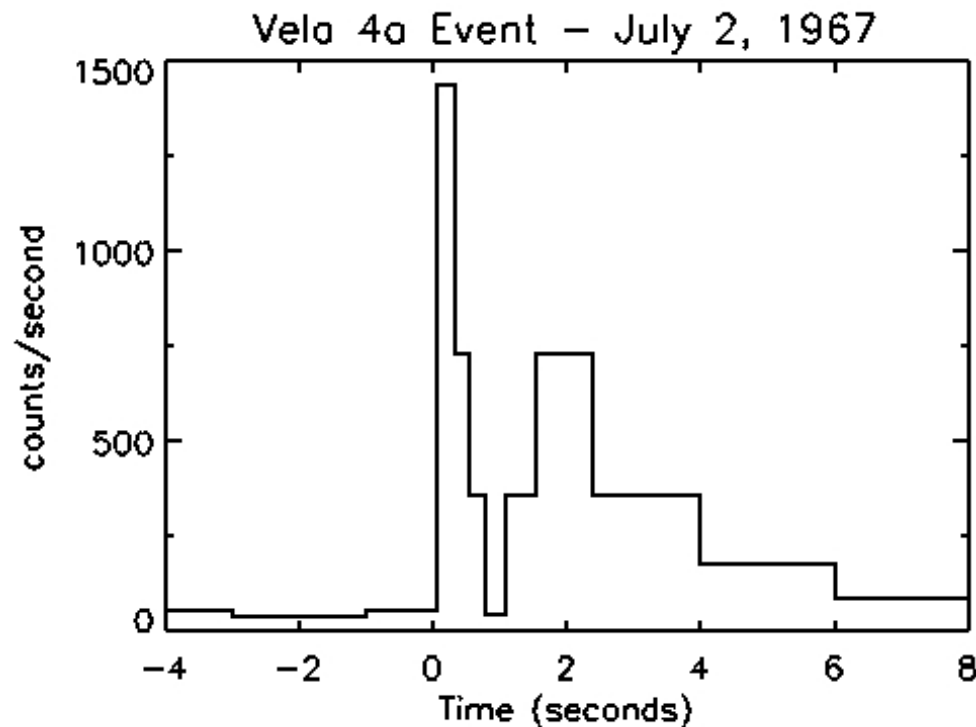
Błyski gamma

Gamma Ray Bursts (GRB)

Krótkie (do 1000 s), silne, nie powtarzające się rozbłyski promieniowania γ pochodzące z punktowych źródeł na niebie

Obserwowane w bardzo szerokim zakresie widma, od fal radiowych do fotonów GeV

Odkryte w 1967 roku przez amerykańskie satelity szpiegowskie Vela (publikacja 1973)

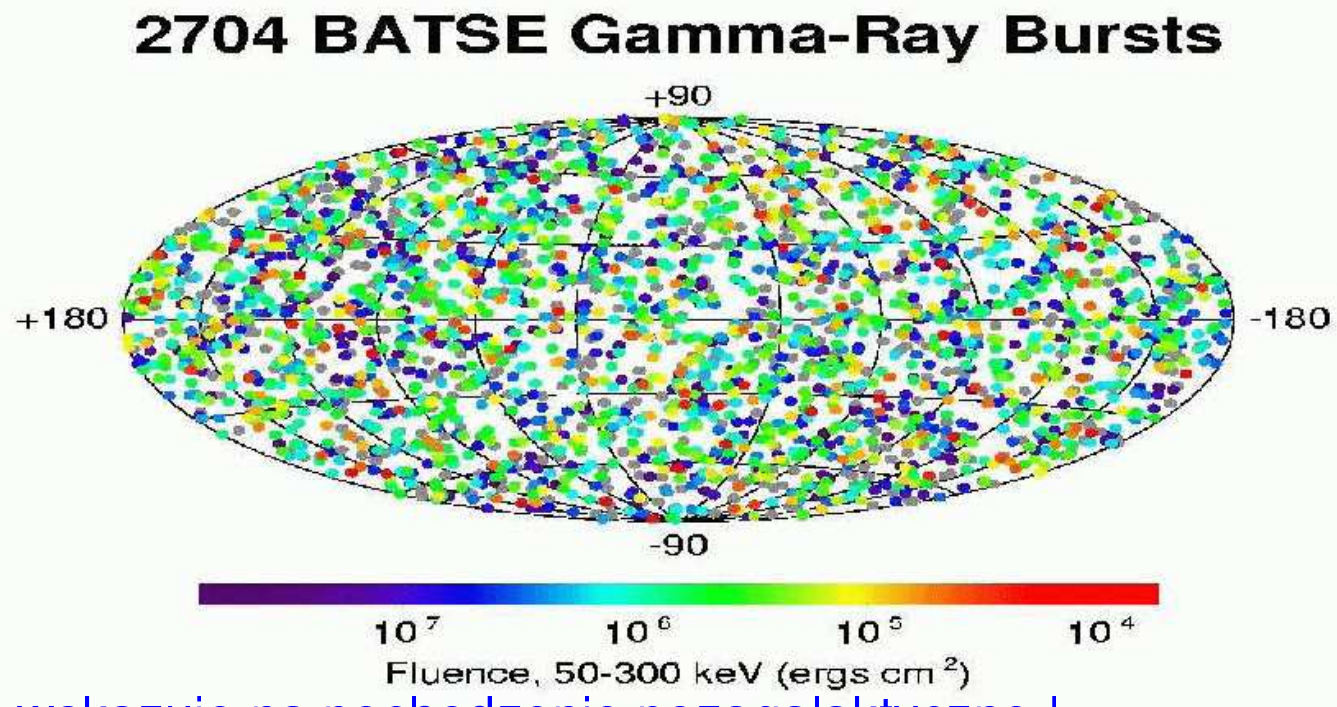


Błyski gamma

BATSE

Satelity VELA zarejestrowały 16 błysków (1969-73), nie pochodzących z Ziemi, Słońca, ani planet. Większość astronomów przypuszczała, że pochodzą z naszej Galaktyki...

Przełom w badaniach GRB przyniosła misja satelity CGRO (wystrelony w 1991) z detektorem BATSE (Burst And Transient Source Experiment)

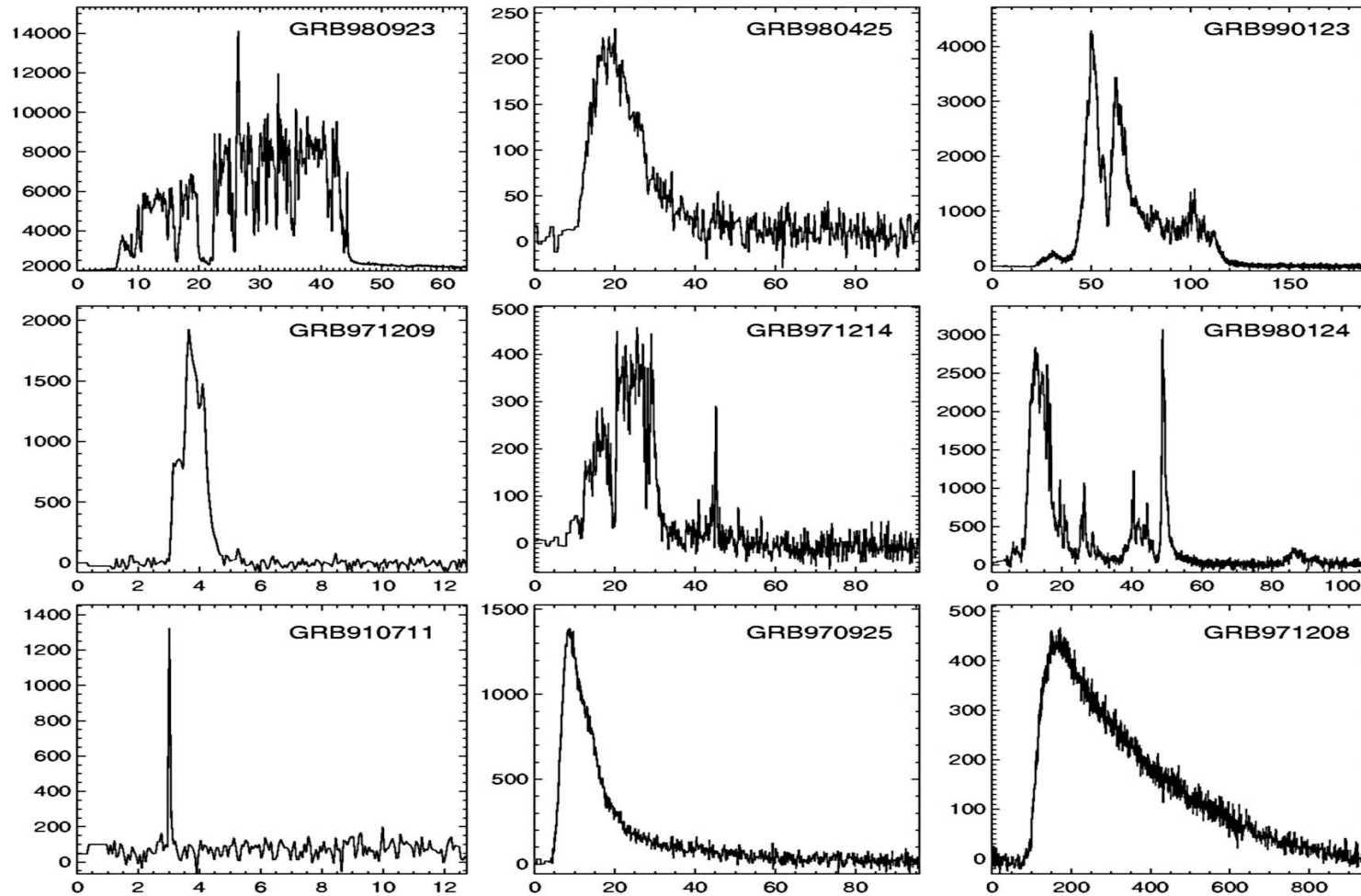


Izotropowy rozkład wskazuje na pochodzenie pozagalaktyczne !

Błyski gamma

BATSE

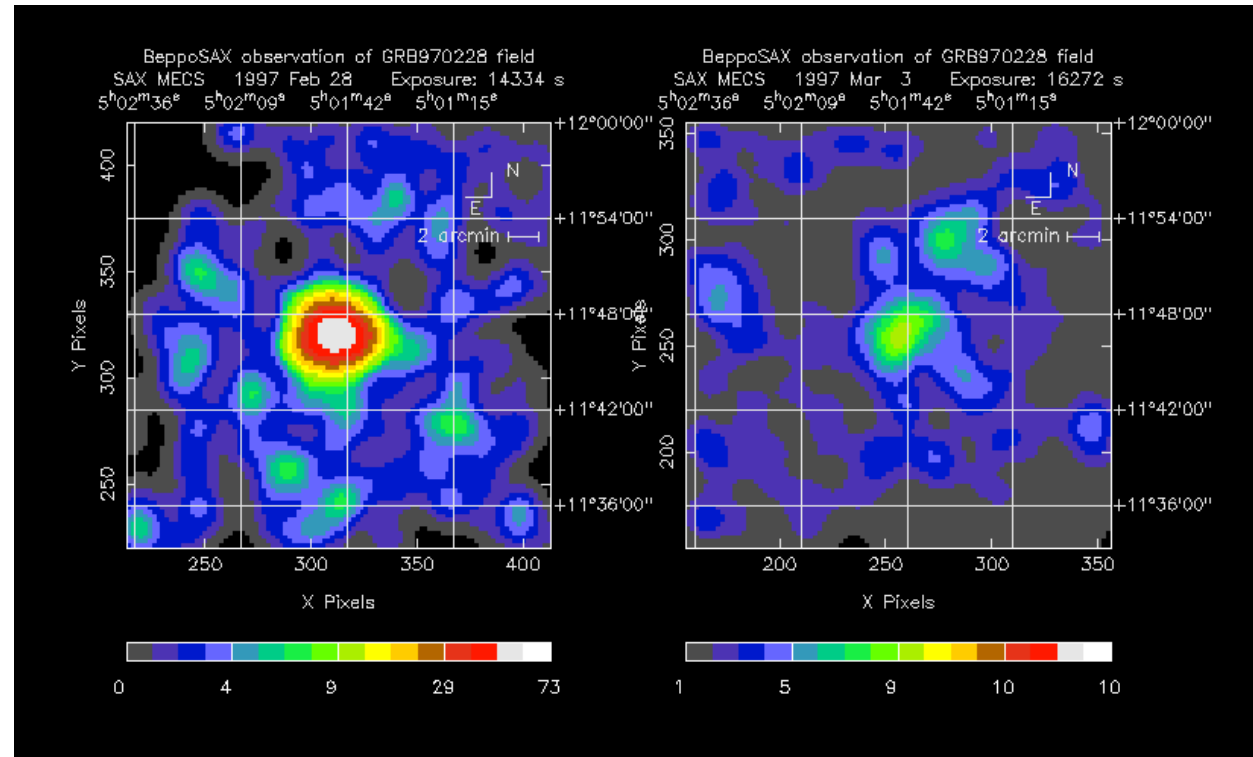
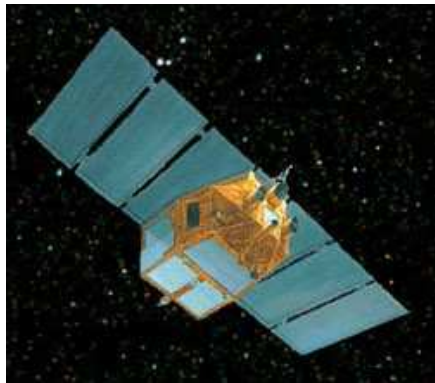
Błyski są bardzo nieregularne, praktycznie nie ma dwóch podobnych



Błyski gamma

Poświaty

W 1997 roku włoski satelita BeppoSAX zarejestrował gasnące źródło promieniowania rentgenowskiego w miejscu wykrytego wcześniej GRB970228



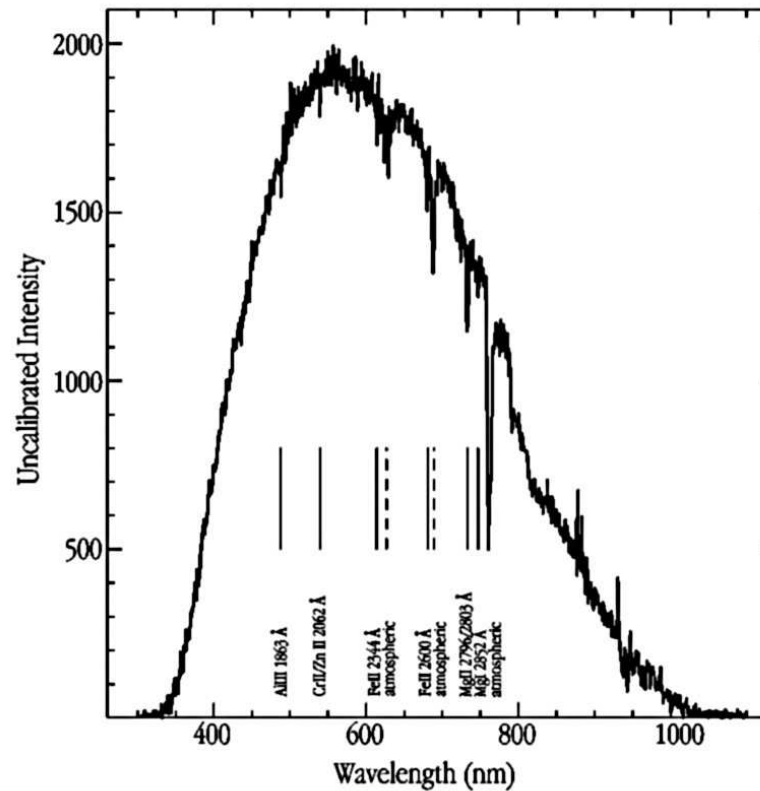
- ⇒ dokładniejsza pozycja umożliwiła nakierowanie dużego teleskopu
- ⇒ pomiar optyczny ⇒ przesunięcie ku czerwieni ⇒ odległość

Błyski gamma

Poświaty

Przykład: pomiar widma poświaty optycznej błysku GRB990510 (10 maja 1999)

⇒ $z = 1.619$



Spectrum of GRB 990510 Afterglow
(VLT/ANTU + FORS1)

ESO PR Photo 22f/99 (18 May 1999)

© European Southern Observatory



Błyski gamma

SWIFT



Satelita dedykowany pomiarom błysków GRB

Wystrzelony we wrześniu 2004

Trzy instrumenty:

- Burst Alert Telescope (BAT)
szerokie pole widzenia, wykrywa ponad 100 błysków rocznie
- X-Ray Telescope (XRT)
wyznacza pozycję z dokładnością do sekund kątowych
- UV/Optical Telescope (UVOT)
poszukuje poświat optycznych do 24^m

W momencie wykrycia błysku przez BAT, satelita obraca się, aby skierować XRT i UVOT na źródło

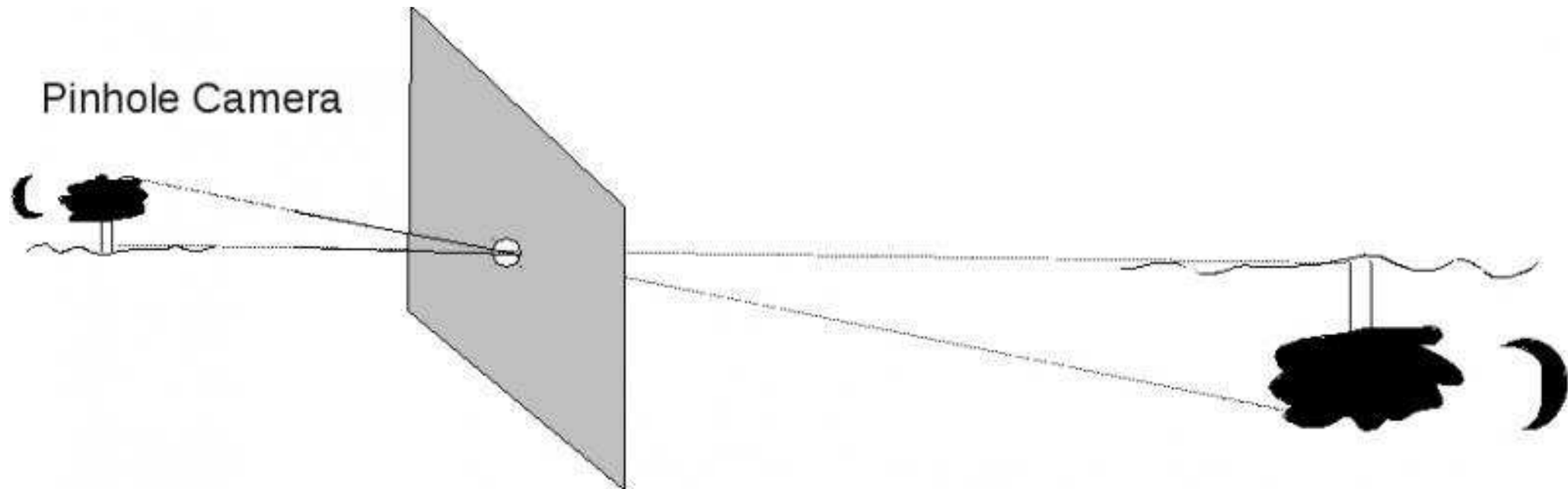
Błyski gamma

SWIFT

Jak określić dokładnie pozycję na niebie źródła promieniowania gamma?

Promieniowanie gamma nie daje się ogniskować ani odbijać!...

Możnaby wykorzystać “kamerę otworkową”:



Ale precyzję pozycji uzyskujemy kosztem czułości...

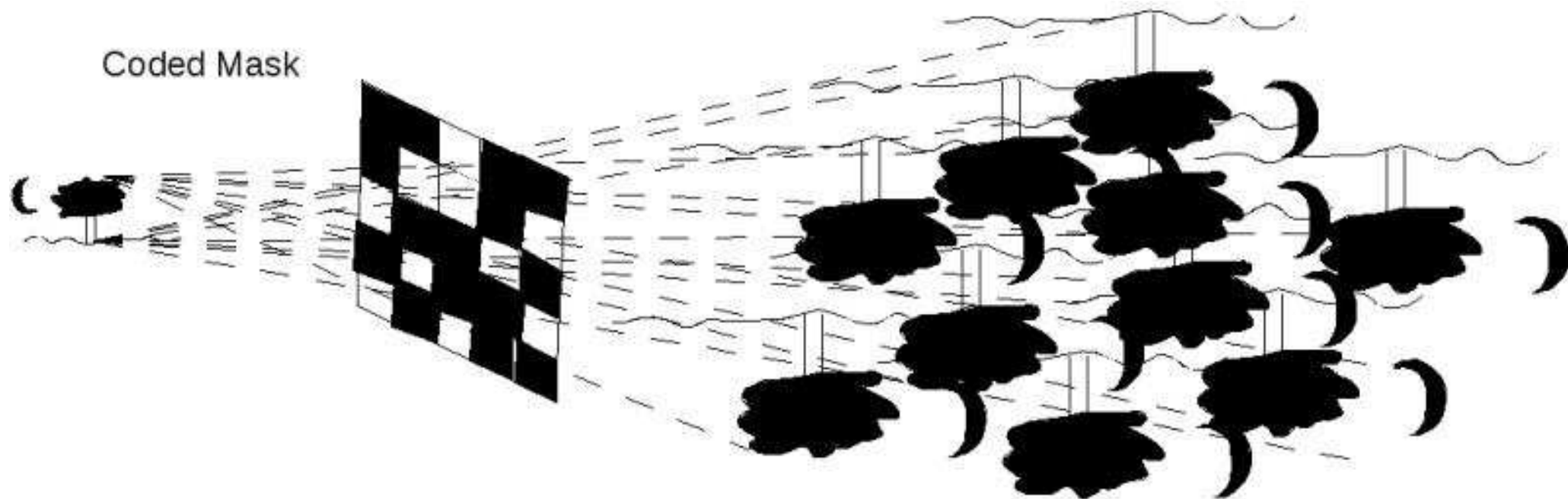
Błyski gamma

SWIFT

Jak określić dokładnie pozycję na niebie źródła promieniowania gamma?

Promieniowanie gamma nie daje się ogniskować ani odbijać!...

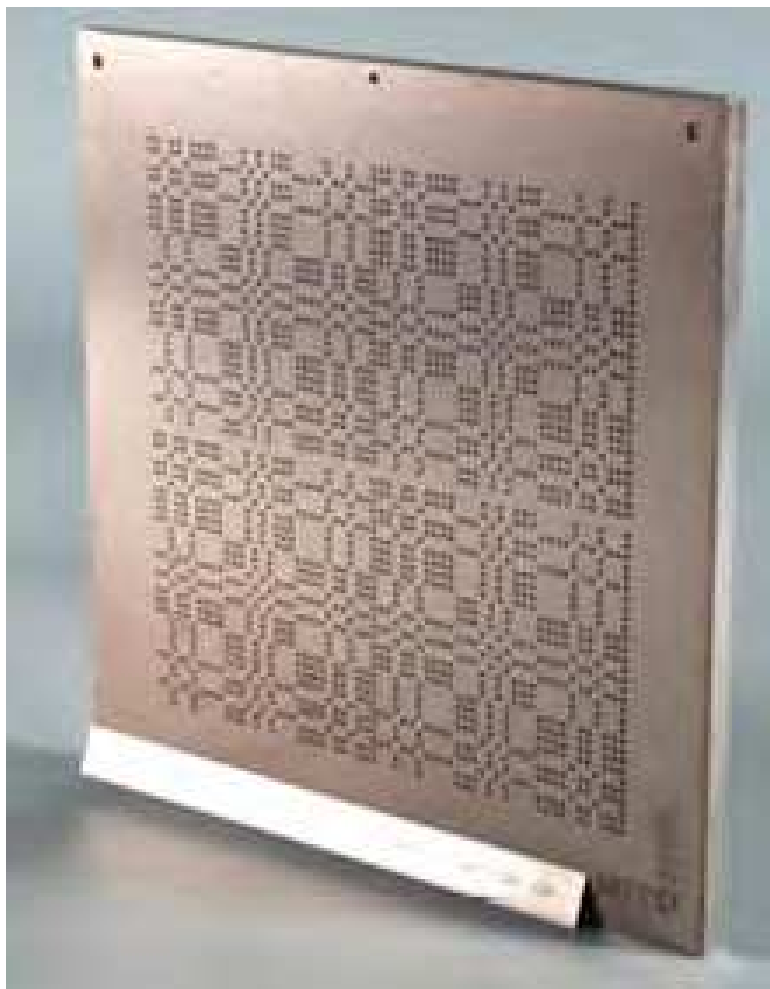
Ale można zrobić wiele otworków \Rightarrow tzw. maska kodowana:



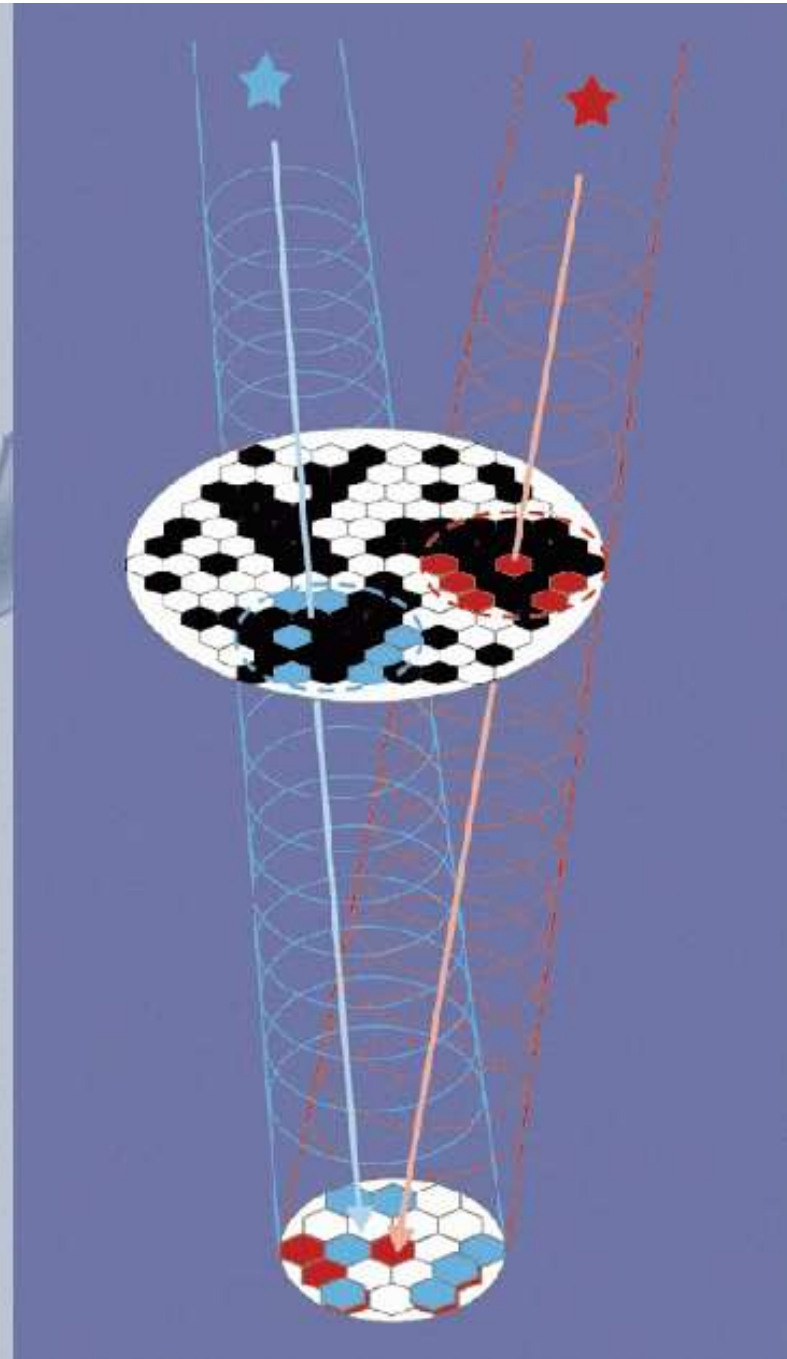
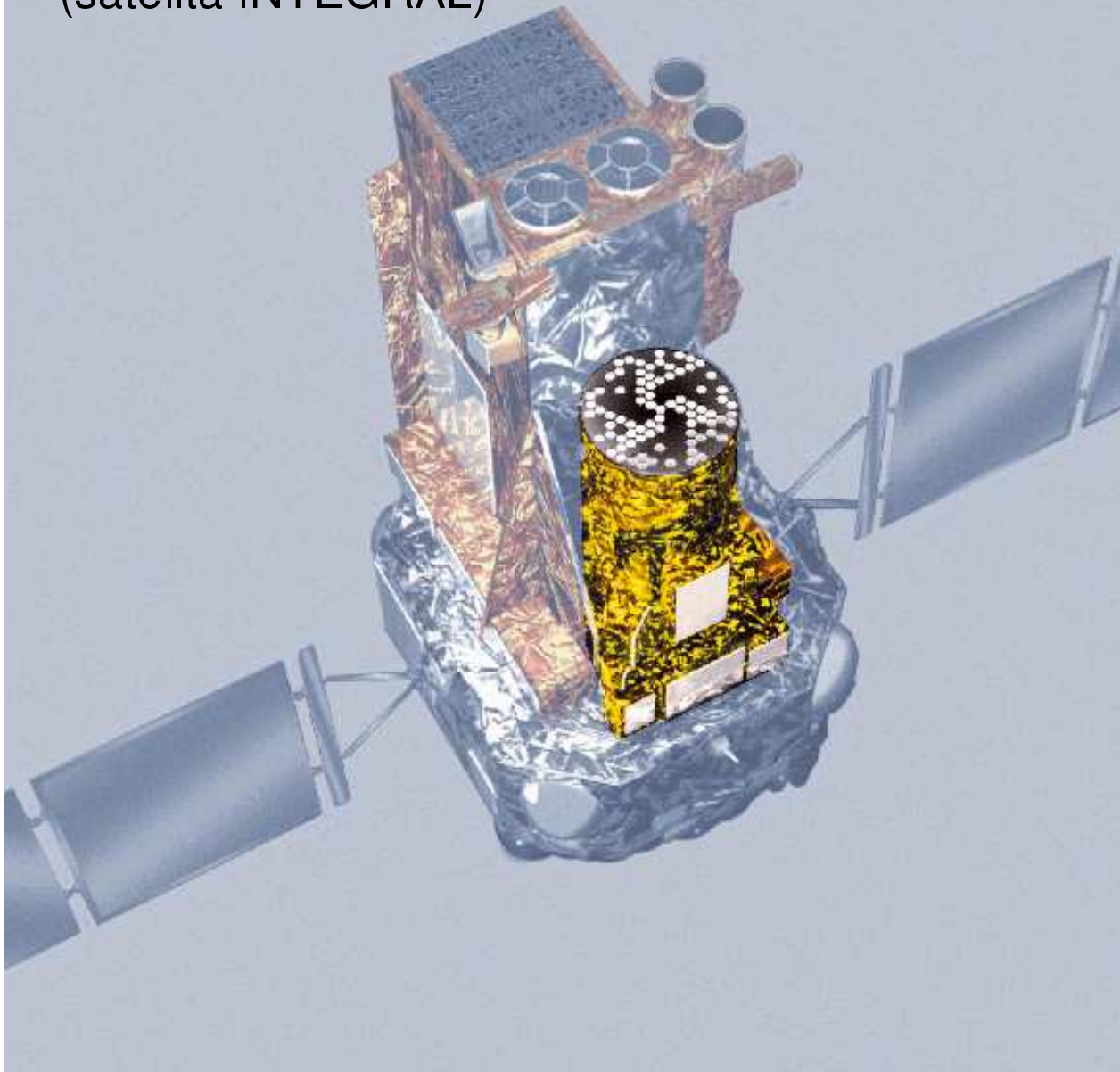
Możemy dokładnie wyznaczyć pozycję przesłaniając jedynie $\geq 50\%$ apertury

Błyski gamma

Maski kodowane

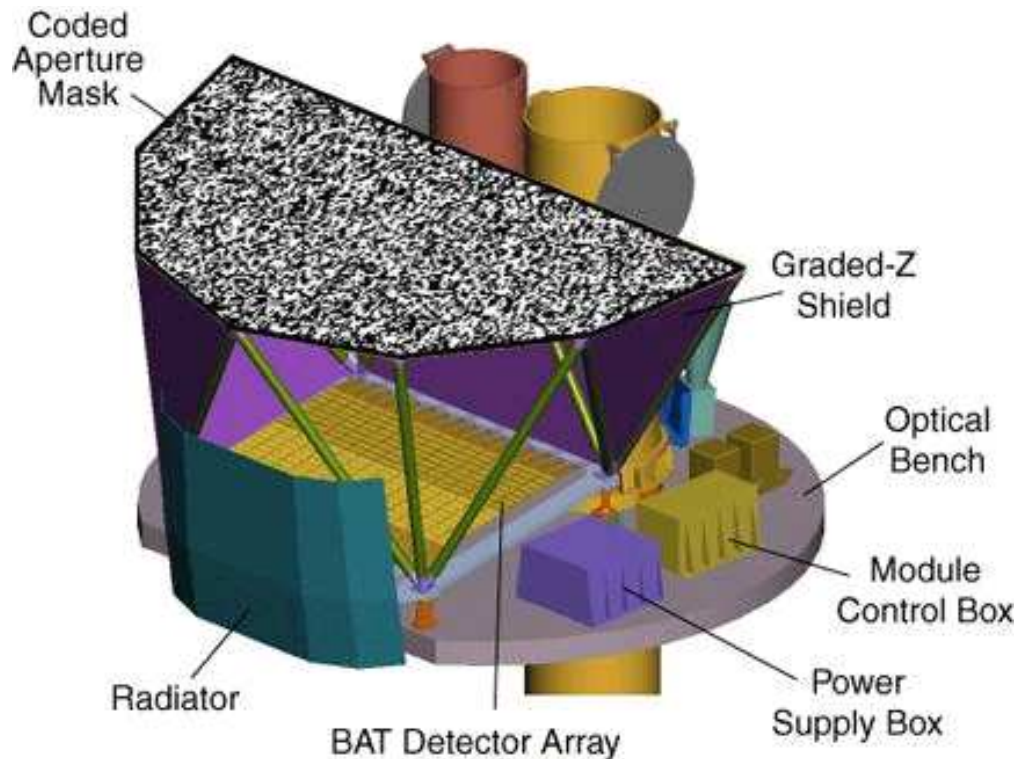


Schemat działania maski kodowanej detektora SPI
(satelita INTEGRAL)



Błyski gamma

SWIFT



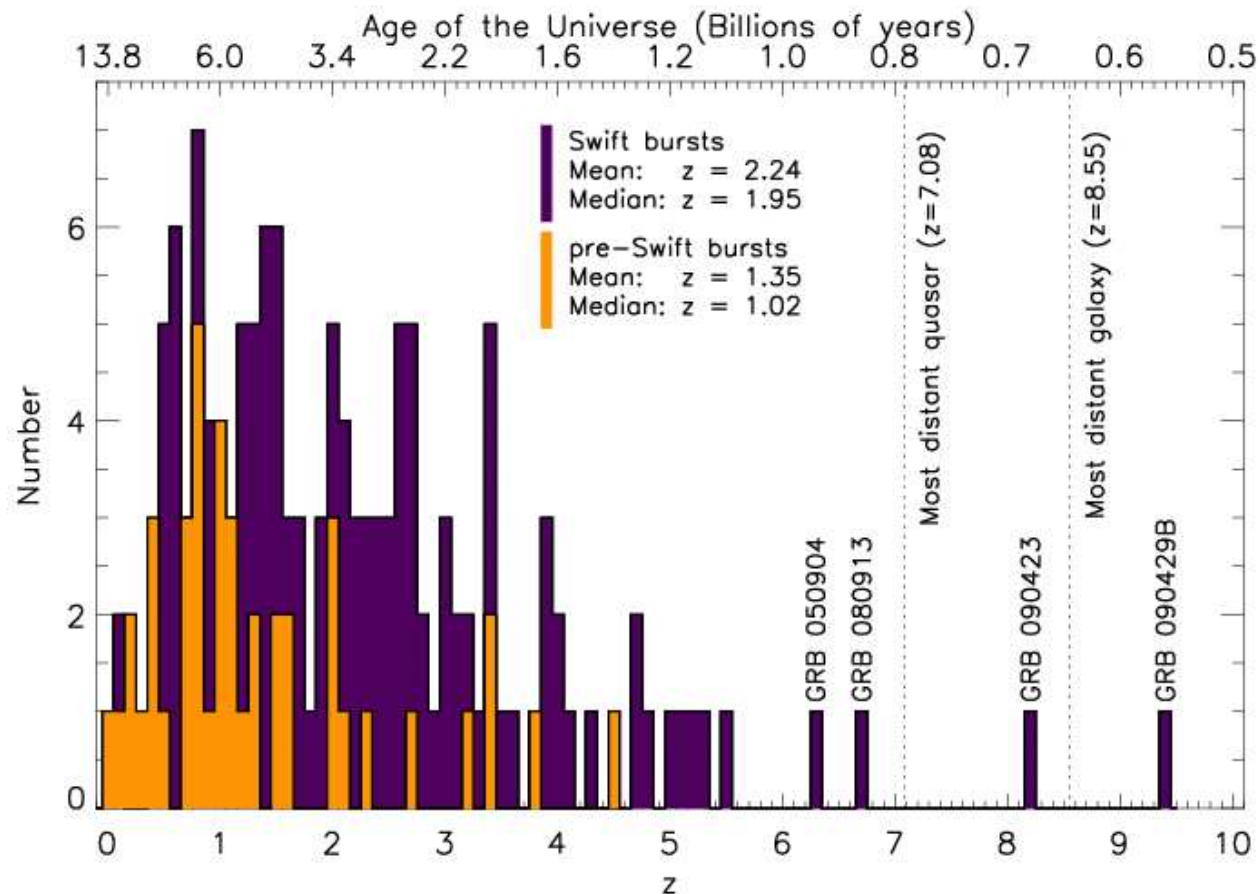
Dzięki wykorzystaniu maski kodowanej detektor BAT umożliwia wyznaczenie pozycji błysku z dokładnością do ułamka stopnia.

Wymaga to zaawansowanej analizy obrazu, ale dedykowane algorytmy robią to w czasie rzeczywistym...

Błyski gamma

Przesunięcie ku czerwieni

Duża dokładność wyznaczania pozycji przez SWIFT pozwoliła na wyznaczenie przesunięcia ku czerwieni dla dużej liczby błysków



Błyski gamma

Hipotezy

Na podstawie dotychczasowych obserwacji GRB można podzielić na dwie klasy:

- krótkie błyski, o czasie trwania do 2 s, o twardszym widmie
- długie błyski, o czasie trwania powyżej 2s, o miększym widmie

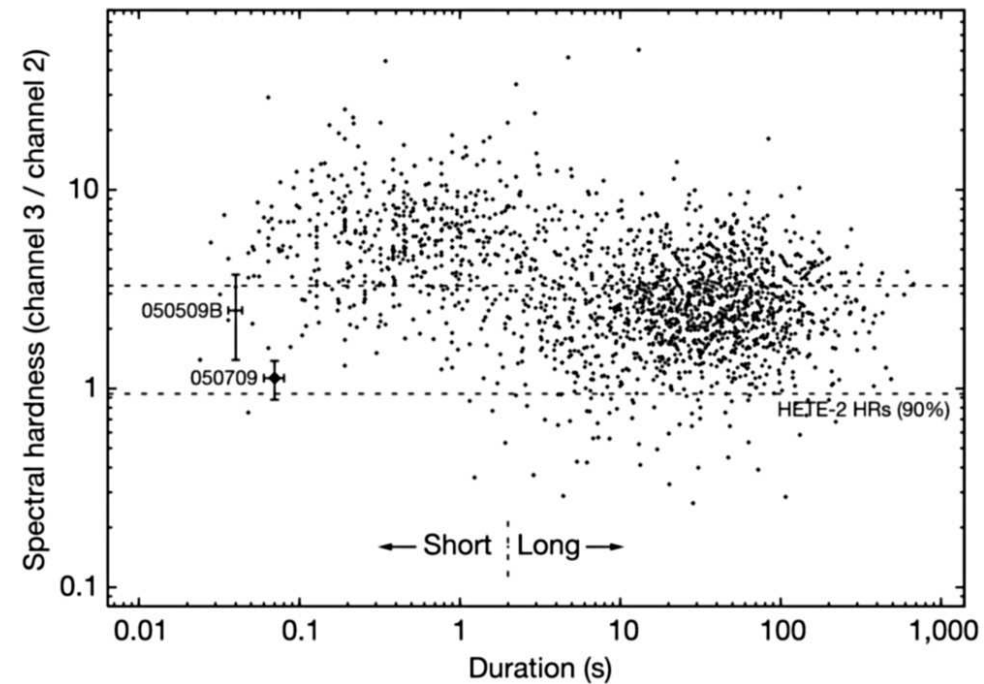
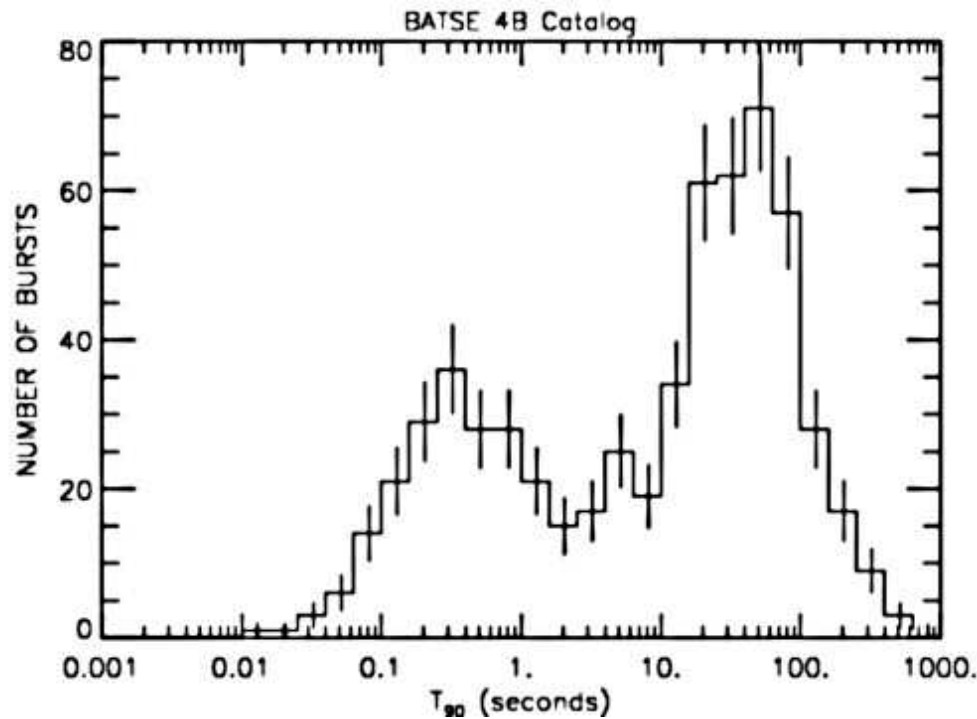


Figure 1 | The classic BATSE duration-spectral hardness diagram¹.

T_{90} - czas w którym rejestrowano od 5% do 95% zliczeń

Twardość: stosunek zliczeń 100-300 keV do 25-100 keV

Błyski gamma

Hipotezy

GRB dochodzą do nas z bardzo dużych odległości (do $z=9.4$!)

Mimo to są niesłychanie jasne (gołym okiem dostrzegalny był błysk $z=6.7$)

Jeśli przyjąć, że promieniują izotropowo, błysk musiałby wyzwalać energię $E_{iso}^{\gamma} \sim 10^{48} J$

Dla porównania wybuch Supernowej produkuje $E^{\gamma} \sim 10^{42} J$

Szybka zmienność oznacza, że promieniować musi mały obszar $R < 300 - 3000$ km

⇒ muszą to być procesy prowadzące do powstania zwartego obiektu (czarnej dziury?)

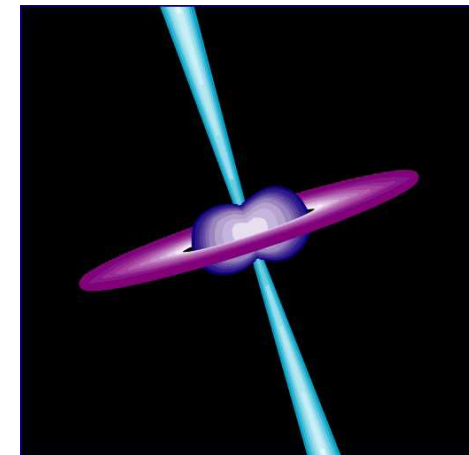
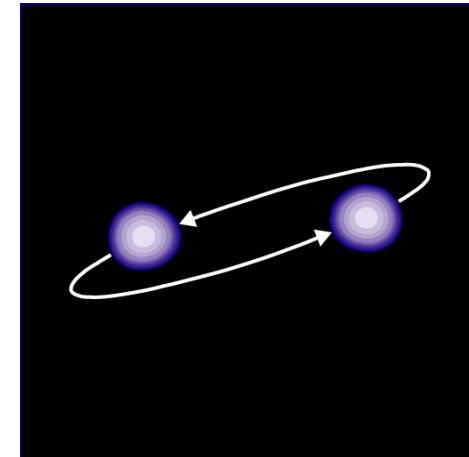
⇒ aby wytłumaczyć bardzo dużą intensywność promieniowania należy przyjąć, że emisja następuje w postaci wąskich strug (jetów)

Złamanie symetrii wynika prawdopodobnie z dużego momentu pędu...

Błyski gamma

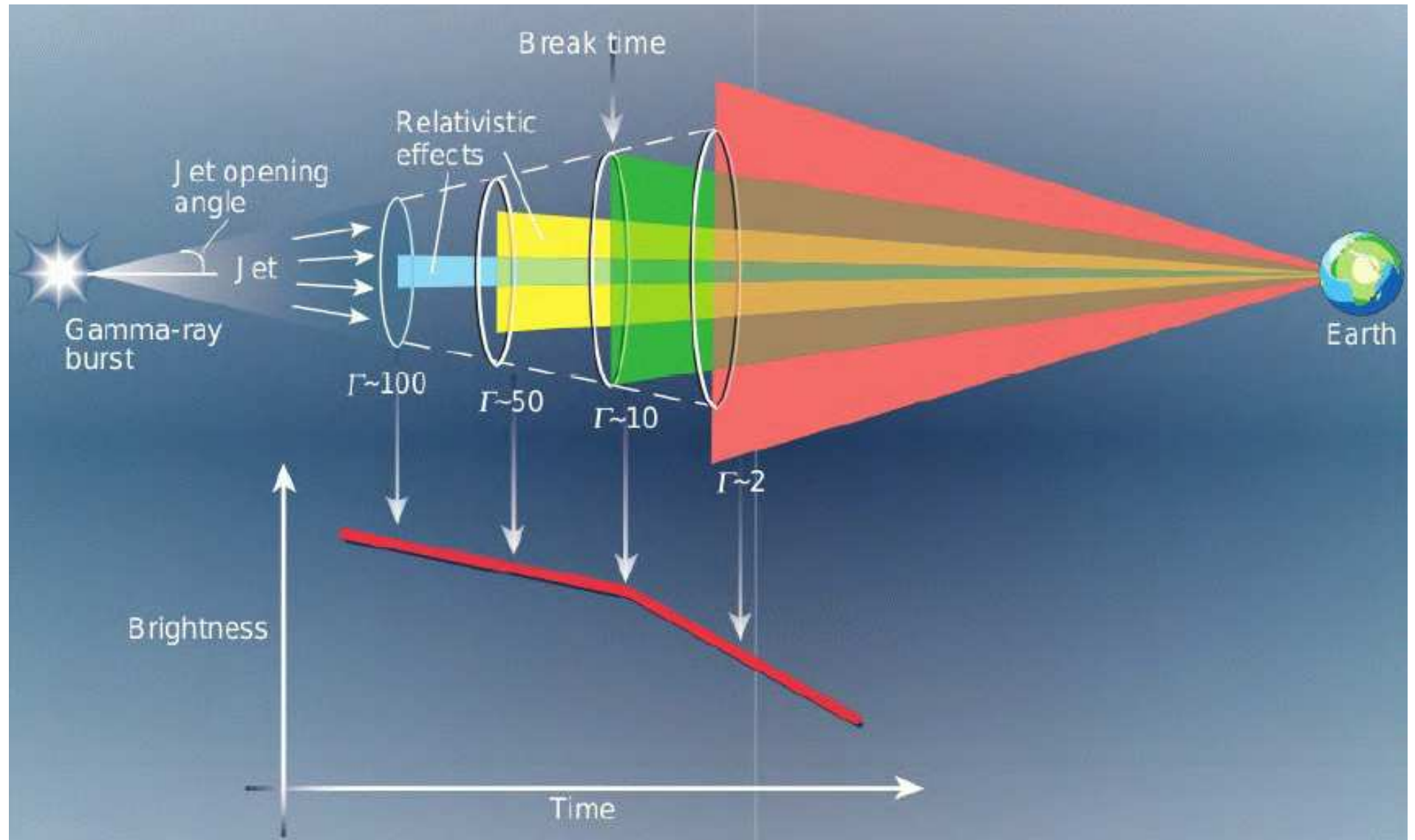
Hipotezy

- Krótkie błyski:
zderzenie dwóch zwartych obiektów:
gwiazd neutronowych i/lub czarnych dziur
- Długie błyski:
zapaść bardzo masywnej,
szybko rotującej gwiazdy
 $M > 20 M_{\odot}$
do czarnej dziury (hipernowa)



Ale wciąż możliwe wiele mechanizmów generacji promieniowania...

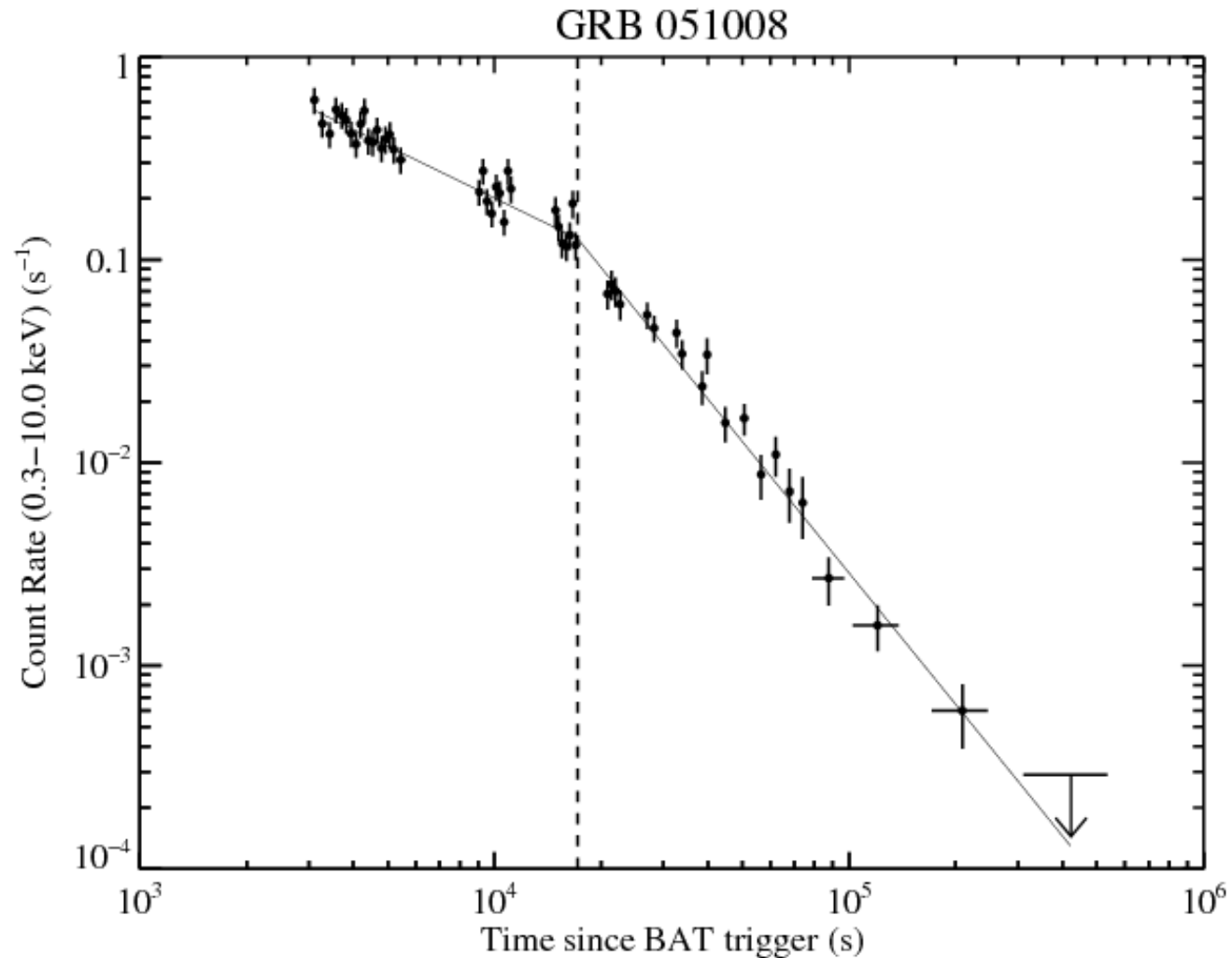
Błyski gamma



Błyski gamma

Jety

Obserwowane załamania na krzywych blasku GRB potwierdzają hipotezę emisji w jetach



Grawitacja

Newton

Prawo grawitacji Newtona było proste, eleganckie i uniwersalne. Ale:

- zakładało istnienie absolutnego układu odniesienia
- zakładało uniwersalność czasu
- zakładało, że oddziaływania rozchodzą się z nieskończoną prędkością
⇒ zmiana źródła powoduje natychmiastową zmianę pola w całej przestrzeni
- wyłącznie opisywało oddziaływanie, nie wnikało w jego naturę...

Einstein

Grawitacja jest wynikiem/przejawem zakrzywienia czasoprzestrzeni.

- każda masa powoduje deformację czasoprzestrzeni
- poruszające się swobodnie obiekty poruszają się po trajektoriach wyznaczonych przez geometrię przestrzeni

- STW**
- nie istnieje wyróżniony układ odniesienia
 - żadne działanie nie może się rozchodzić szybciej niż z prędkością światła

Fale grawitacyjne

Prawo grawitacji Newtona

Potencjał grawitacyjny w punkcie \vec{x} od niestacjonarnego rozkładu $\rho(t, \vec{y})$ masy:

$$\phi_N(t, \vec{x}) = -G \int d^3y \frac{\rho(t, \vec{y})}{r} \quad \text{gdzie: } r \equiv |\vec{y} - \vec{x}|$$

Ruch masy (zależność ρ od czasu) powoduje natychmiastową “adaptację” potencjału, działanie na odległość \Rightarrow nie ma problemu “rozchodzenia się” oddziaływania

Ale jeśli przyjąć, zgodnie z założeniami STW, że oddziaływanie rozchodzi się z prędkością światła, możemy zapisać:

$$\phi_R(t, \vec{x}) = -G \int d^3y \frac{\rho(t - \frac{r}{c}, \vec{y})}{r} \quad \text{gdzie: } r \equiv |\vec{y} - \vec{x}|$$

Okazuje się, że prowadzi to do równania falowego:

$$\nabla^2 \phi_R - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \phi_R}{\partial t^2} = 4\pi G \rho$$

Tak więc fale grawitacyjne pojawiają się już w ujęciu Newtona...

Fale grawitacyjne

Prawo grawitacji Newtona

Zakładając, że źródło znajduje się w początku układu współrzędnych i jest ograniczone do $|\vec{y}| \leq R$, oraz, że obserwator znajduje się bardzo dalego ($|\vec{x}| \gg R$) możemy rozwinąć wyrażenie na potencjał w szereg:

$$\frac{1}{r} = \frac{1}{|\vec{x}|} + \frac{2\vec{y} \cdot \vec{n}}{|\vec{x}|^2} + \dots \quad \frac{r}{c} = \frac{|\vec{x}|}{c} - \frac{\vec{y} \cdot \vec{n}}{c} + \dots \quad \text{gdzie: } \vec{n} = \frac{\vec{x}}{|\vec{x}|}$$
$$\Rightarrow \phi_R(t, \vec{x}) \approx -\frac{GM}{|\vec{x}|} + \frac{G\vec{P} \cdot \vec{n}}{c|\vec{x}|} - \frac{G}{2c^2} \frac{\sum_{ij} \ddot{I}_{ij} n_i n_j}{|\vec{x}|}$$

gdzie \ddot{I}_{ij} oznacza drugą pochodną po czasie tensora

$$I_{ij} = \int d^3y \rho(t, \vec{y}) y_i y_j$$

Kolejne człony rozwiniętego potencjału odpowiadają: **potencjałowi statycznemu**, **poprawce związanej z ruchem**, **fali** wynikającej z **kwardupolowych deformacji źródła**

Fale grawitacyjne

Prawo grawitacji Newtona

Wyprowadzenie dla (Newtonowskiej) fali grawitacyjnej przebiega analogicznie jak dla klasycznego promieniowania ładunku. Jednakże prąd elektryczny nie jest zachowany, dlatego w fali elektromagnetycznej dominuje wkład dipolowy. Dla masy mamy zasadę zachowania pędu \Rightarrow najniższy wkład falowy jest kwadrupolowy

Wkład falowy do potencjału wygodnie opisać przez bezwymiarowy parametr:

$$h = \frac{\Delta\phi_R}{c^2} = -\frac{G}{2c^4} \frac{\ddot{I}_{ij}n_in_j}{|\vec{x}|}$$

Straty energii:

$$\left\langle \frac{dE}{dt} \right\rangle = -\frac{1}{30} \frac{G}{c^5} \left\langle \dot{I}_{ij}\dot{I}_{ij} + \frac{1}{2}\dot{I}_{jj}\dot{I}_{kk} \right\rangle$$

Są jednak bardzo małe, ze względu na czynnik $\frac{G}{c^5} \approx 10^{-52} \text{ W}^{-1}$

Jakościowo wyniki te są podobne do przewidywań Ogólnej Teorii Względności...

Fale grawitacyjne

Ogólna Teoria Względności

Równanie Einsteina:

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

$G_{\mu\nu}$ - tensor Einsteina, $R_{\mu\nu}$ i R - tensor i skalar Ricciego, $T_{\mu\nu}$ - tensor energii-pędu

W przybliżeniu słabych pól grawitacyjnych - sałabej deformacji czasoprzestrzeni możemy rozwinąć tensor metryczny:

$$g_{\mu\nu} = \eta_{\mu\nu} + h_{\mu\nu} \quad \text{gdzie } |h_{\mu\nu}| \ll 1$$

Prowadzi to do równania falowego (w cechowaniu Lorenza):

$$\square^2 \bar{h}_{\mu\nu} = -16\pi T_{\mu\nu}$$

$$\text{gdzie: } \bar{h}_{\mu\nu} = h_{\mu\nu} - \frac{1}{2}\eta_{\mu\nu} \eta^{ab} h_{ab}$$

Fale grawitacyjne

Ogólna Teoria Względności

W pustej przestrzeni ($T_{\mu\nu} \equiv 0$) otrzymujemy ogólne rozwiązanie w postaci fali płaskiej:

$$\bar{h}_{\mu\nu} = \Re [A_{\mu\nu} \exp(ik_a x^a)] \quad k_a k^a \equiv 0$$

⇒ fale grawitacyjne rozchodzą się z prędkością światła.

Dodatkowo możemy wykorzystać dowolność cechowania aby narzucić warunki:

$$\begin{aligned} A_{ab} k^b &= 0 && \text{poprzeczna (Transverse)} \\ \eta^{ab} A_{ab} &= 0 && \text{bezśladowa (Traceless)} \end{aligned}$$

Wynika z tego, że tensor $A_{\mu\nu}$ ma tylko dwie niezależne składowe:

$$h_{\mu\nu}^{TT} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & h_+ & h_\times & 0 \\ 0 & h_\times & -h_+ & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad \text{dla fali w kierunku osi } Z$$

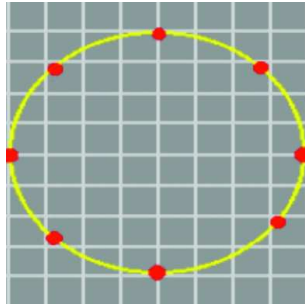
⇒ dwie możliwe polaryzacje fali grawitacyjnej h_+ i h_\times mogą być zespolone !

Fale grawitacyjne

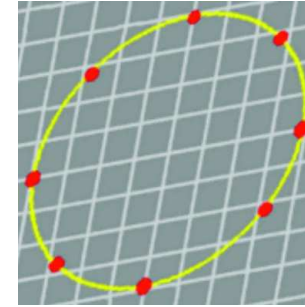
Polaryzacja

Fala grawitacyjna ma dwie niezależne polaryzacje:

h_+ :

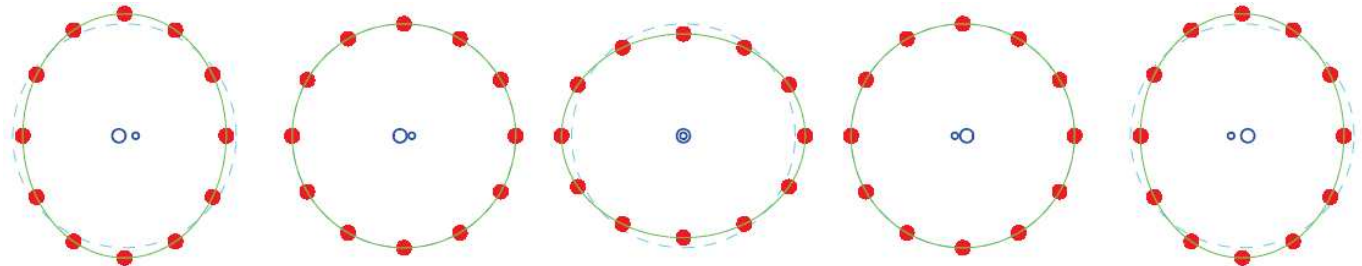


h_{\times} :

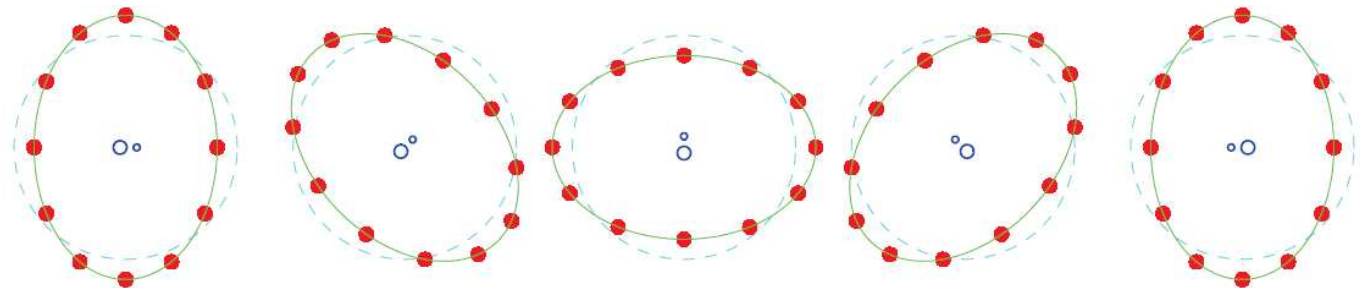


Obie składowe potrzebne do opisu np. promieniowania układu podwójnego

W płaszczyźnie orbity



Prostopadle



Fale grawitacyjne

Porównanie

W podejściu klasycznym (Newton+STW) fale grawitacyjne:

- pole skalarne
- fala podłużna

W Ogólnej Teorii Względności:

- pole tensorowe
- fala poprzeczna

W obu przypadkach:

- rozchodzą się z prędkością światła
- wynikają ze zmian momentu kwadrupolowego rozkładu materii
- emisja energii tłumiona przez czynnik $\frac{G}{c^5}$

Fale grawitacyjne

Troche historii

W roku 1916 Einstein pokazał, że w przybliżeniu liniowym Ogólna Teoria Względności prowadzi do istnienia fal grawitacyjnych.

W roku 1936, razem z Nathanem Rosenem, uzyskał wynik przeciwny, przeczący istnieniu fal grawitacyjnych.

Ich przewidywanie miało być wyłącznie wynikiem przybliżenia liniowego, zaś w (pełnej) teorii nieliniowej ich nie było.

Ku zaskoczeniu Einsteina jego praca została odrzucona przez Physical Review. Okazało się później, że zawierała błąd związany z wyborem układu odniesienia...

Dysputa ciągnęła się przez kolejne 20 lat. Problemem nie jest samo istnienie fal grawitacyjnych, ale to czy niosą energię i czy są w związku z tym mierzalne...

Fale grawitacyjne

Własności

Fala grawitacyjna zachowuje się podobnie jak fale elektromagnetyczne

- porusza się z tą samą prędkością
- podlega odchyleniom na skutek zakrzywienia czasoprzestrzeni
- podlega przesunięciu ku czerwieni (np. rozszerzanie się Wszechświata)
- niosą energię, pęd i moment pędu (!)

Jednak fala grawitacyjna w bardzo niewielkim stopniu podlega absorbcji w materii

⇒ dlatego jej wykrycie jest tak trudne

⇒ detektory rezonansowe

Przechodząca fala grawitacyjna deformuje czasoprzestrzeń ⇒ nie powoduje jednak przesunięć spoczywających obiektów, nie wprawia ich w ruch

⇒ deformacja przestrzeni skutkuje jedynie zmianą odległości między obiektami

⇒ pomiary interferometryczne

Fale grawitacyjne

Własności

Rozważmy falę o polaryzacji h_+ rozchodzącą się w kierunku osi Z (jak poprzednio)

Niech impuls światła będzie wymieniany między punktami A i B takimi, że

$$\Delta x = l \quad \Delta y = \Delta z = 0$$

Interwał czasoprzestrzenny pomiędzy wysłaniem i odebraniem impulsu:

$$s = c^2(\Delta t)^2 - (1 - h_+)(\Delta x)^2 - (1 + h_+)(\Delta y)^2 - (\Delta z)^2$$

Ale interwał ten z definicji jest równy zero, więc czas propagacji impulsu

$$\Delta t = \sqrt{1 - h_+} \frac{l}{c} \approx \left(1 - \frac{1}{2}h_+\right) \Delta t_0$$

Fala grawitacyjna moduluje czas propagacji impulsu świetlnego.

W prostopadłym ramieniu interferometru znak modulacji jest przeciwny!

Mierzonym efektem fali grawitacyjnej jest modulacja prędkości światła...

Fale grawitacyjne

Moc promieniowania

Rozwiązanie na natężenie fali w dużej odległości od źródła w OTW:

$$h_{\mu\nu}^{TT} = \frac{2G}{c^4} \frac{\ddot{I}_{\mu\nu}}{r} \quad \mathcal{I}_{\mu\nu} = I_{\mu\nu} - \frac{1}{3} \delta_{\mu\nu} I_{aa}$$

Straty energii:

$$\left\langle \frac{dE}{dt} \right\rangle = -\frac{1}{5} \frac{G}{c^5} \langle \dot{I}_{ij} \dot{I}_{ij} \rangle$$

Jeśli przyjmiemy, że mamy źródło o masie M , rozmiarze R , asymetrii a , które obraca się z okresem T , trzecia pochodna po czasie momentu kwadrupolowego:

$$\dot{I} \approx \frac{aMR^2}{T^3}$$

Jeśli wyrazić masę obiektu przez jego promień Schwarzschilda $R_S = \frac{2GM}{c^2}$

$$\left\langle \frac{dE}{dt} \right\rangle \approx -\frac{a^2}{4} \frac{c^5}{G} \left(\frac{R_S}{R} \right)^2 \left(\frac{v}{c} \right)^6 \quad \text{gdzie } v = \frac{R}{T}$$

Bardzo duża emisja ($\frac{c^5}{G} = 3.6 \cdot 10^{52}$ J/s) dla zwartych i relatywistycznych obiektów !

Fale grawitacyjne

Moc promieniowania

Obiekt	Odległość	Moc całkowita [W]	Amplituda h
500 tonowy wirujący walec o długości 20 m, 5 obr./s	1 m	10^{-29}	$2 \cdot 10^{-34}$
Wybuch bomby wodorowej 1Mt, asymetria 10%	10 km	10^{-11}	$2 \cdot 10^{-39}$
Układ Ziemia - Słońce	1 pc	10	$5 \cdot 10^{-28}$
Ciasny układ podwójny gwiazd o masie Słońca, $T \sim 1000$ s	1 kpc	10^{25}	$5 \cdot 10^{-23}$
Wybuch supernowej o masie $10M_{\odot}$, asymetria 3%	10 Mpc	10^{44}	10^{-21}
Zderzenie dwóch czarnych dziur o masie $10M_{\odot}$	10 Mpc	10^{50}	10^{-20}

Fale grawitacyjne

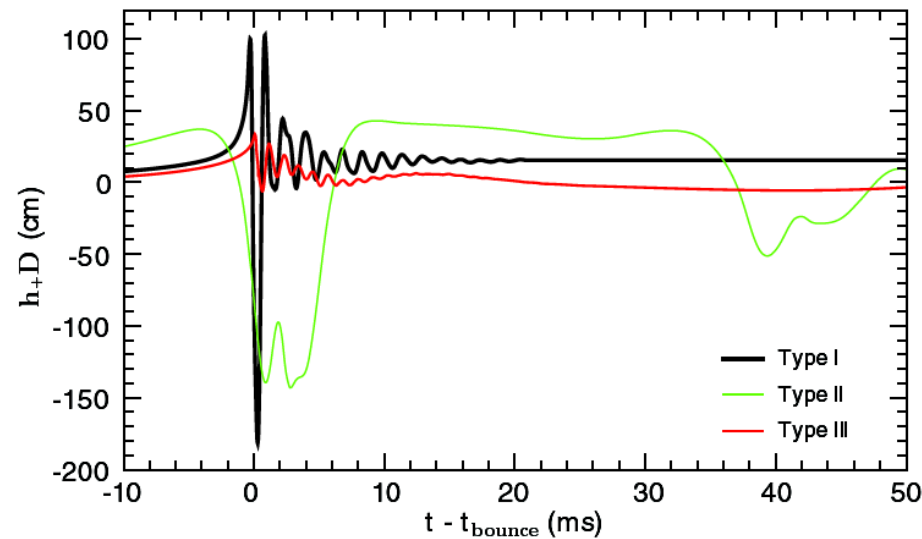
Rozważane źródła

W poszukiwaniu fal grawitacyjnych rozważa się różnego rodzaju źródła

- Zapadnięcia grawitacyjne masywnych gwiazd \Rightarrow wybuchy (także związane z GRB)

Najsilniejsze. Krótki impuls o bardzo zróżnicowanym profilu...

[Dimmelmeier et al (2002)]



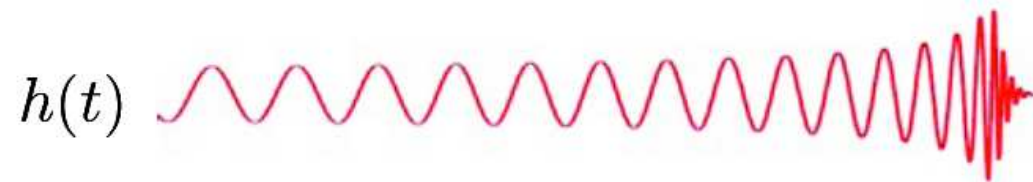
Fale grawitacyjne

Rozważane źródła

W poszukiwaniu fal grawitacyjnych rozważa się różnego rodzaju źródła

- Zapadnięcia grawitacyjne masywnych gwiazd \Rightarrow wybuchy (także związane z GRB)
- Zderzenia/złanie się masywnych obiektów

Wciąż silne. Dłuższy impuls, który można modelować...



Fale grawitacyjne

Rozważane źródła

W poszukiwaniu fal grawitacyjnych rozważa się różnego rodzaju źródła

- Zapadnięcia grawitacyjne masywnych gwiazd \Rightarrow wybuchy (także związane z GRB)
- Zderzenia/złanie się masywnych obiektów
- Ciągłą emisję wirujących układów

Słabe, ale periodyczne. Możemy analizować długie okresy danych.
Może być widoczny efekt Dopplera związany z ruchem Ziemi...



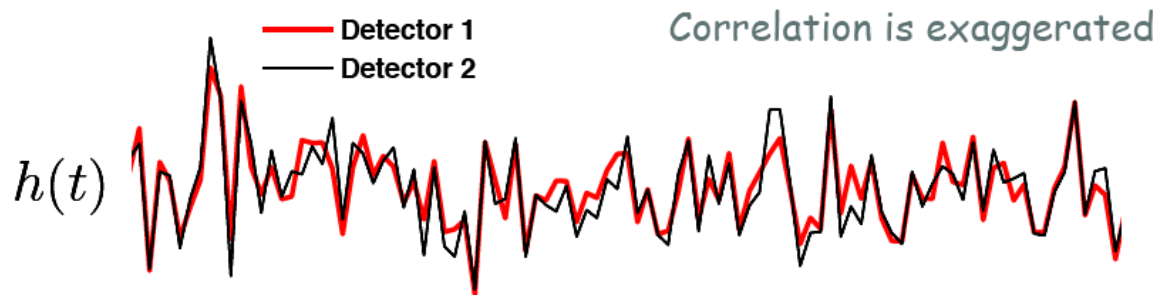
Fale grawitacyjne

Rozważane źródła

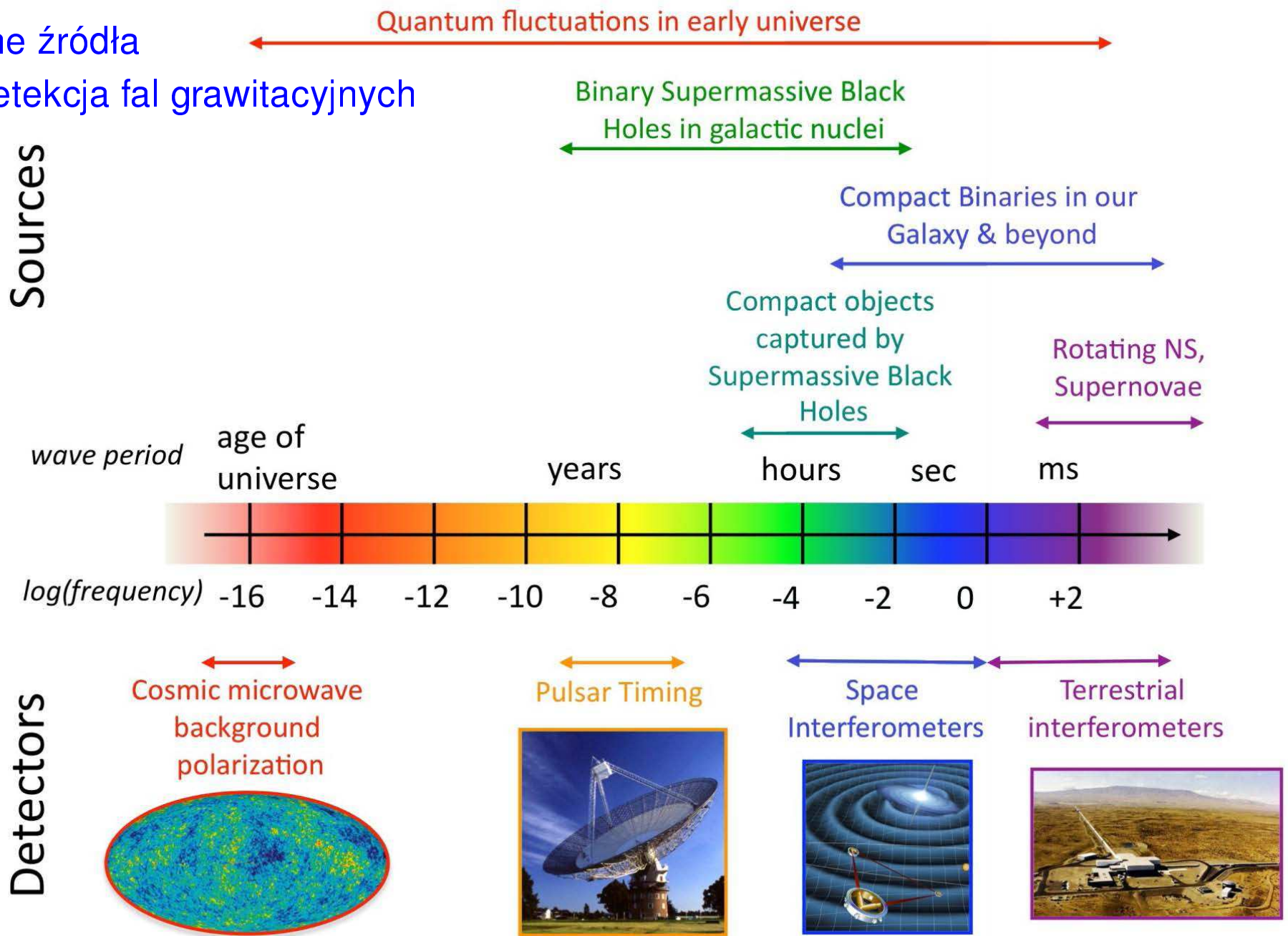
W poszukiwaniu fal grawitacyjnych rozważa się różnego rodzaju źródła

- Zapadnięcia grawitacyjne masywnych gwiazd \Rightarrow wybuchy (także związane z GRB)
- Zderzenia/złanie się masywnych obiektów
- Ciągłą emisję wirujących układów
- Grawitacyjne promieniowanie tła wyemitowane na wczesnych etapach ewolucji Wszechświata

Bardzo słabe, ale może stać się widoczne przez korelację różnych detektorów.



Potencjalne źródła widmo i detekcja fal grawitacyjnych



Fale grawitacyjne

Motywacja badań

Testy OTW

- potwierdzenie przewidywań dotyczących ich propagacji i polaryzacji
- testy opisu grawitacji w silnie związanych układach podwójnych
- czarne dziury, nieliniowa grawitacja itp.

Kosmologia

- ewolucja Wszechświata
- ciemna energia - jej natura i równanie stanu
- początki Wszechświata - związek z teorią kwantów

Astrofizyka

- wgląd w przebieg gwałtownych procesów
- badanie zwartych obiektów (np. gwiazd neutronowych)
- badanie promieniowania tła
- poszukiwanie nowych źródeł

Fale grawitacyjne

Pośrednia obserwacja

W 1974 Joseph Taylor i Russell Hulse odkryli pulsar 1913+16.

Zaobserwowali regularne zmiany w okresie pulsacji (59 ms), które zinterpretowali jako wpływ efektu Dopplera

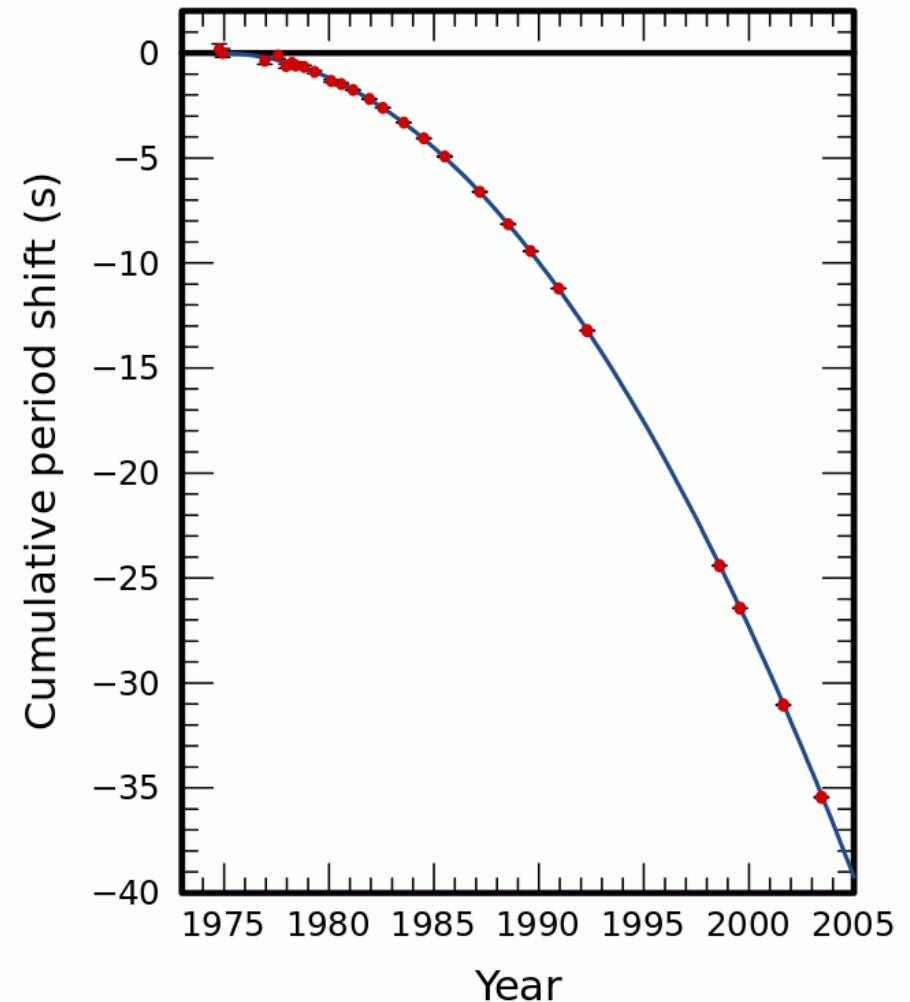
⇒ pulsar krąży w **układzie podwójnym** z drugą gwiazdą neutronową (okres 7.75 h)

Obserwacje w dłuższym okresie czasu wykazały, że okres obiegu zmniejsza się

⇒ układ rotuje coraz szybciej

⇒ efekt strat energii na promieniowanie

Bardzo dobra zgodność z przewidywaniami OTW ⇒ **Nobel 1993**



Detekcja fal grawitacyjnych

Detektory rezonansowe

Pierwsze próby pomiaru fal grawitacyjnych podjęte zostały w latach 1960' przez Josepha Webera.

Duży walec aluminiowy, izolowany sejsmicznie, w próżni. Powierzchniowe detektory piezoelektryczne do pomiaru drgań.

Oczekiwana czułość: $h \sim 10^{-16}$

Fala grawitacyjna, pochłaniana przez walec (!), powinna wprawić go w **rezonans**.

Dwa detektory w odległości 1000 km

“Pierwsza” obserwacja (fałszywa) w 1969...



Detekcja fal grawitacyjnych

Detektory rezonansowe

AUGIRA

Legnaro, INFN (Włochy)



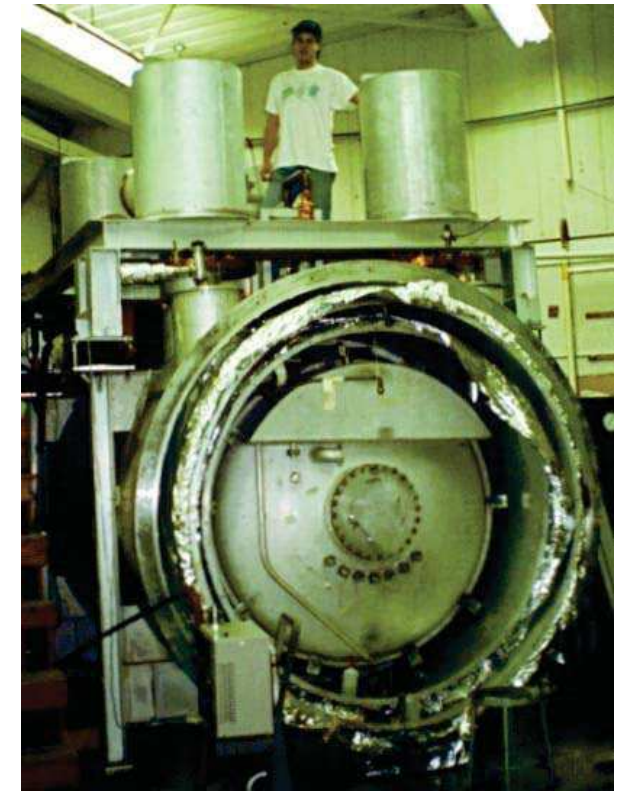
NIOBE

Perth, UWA (Australia)



ALLEGRO

Baton Rouge LSU (USA)



Masy rzędu kilku ton, rozmiary ~ 3 m \Rightarrow częstotliwości rezonansowe $f \sim 900$ Hz

Detekcja fal grawitacyjnych

Detektory rezonansowe

Class. Quantum Grav. **25** (2008) 205007

F Acernese *et al*

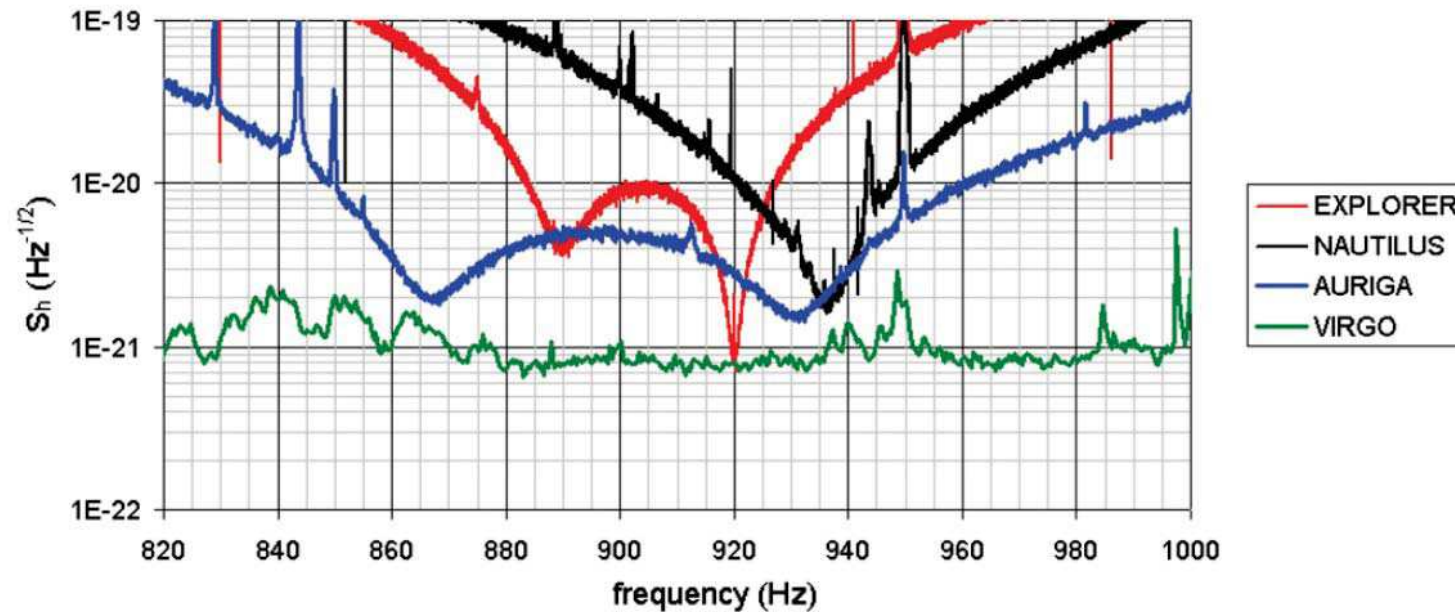


Figure 1. Typical spectral density of calibrated noise for the three resonant bar detectors during 2005 and for the Virgo interferometer in September 2005.

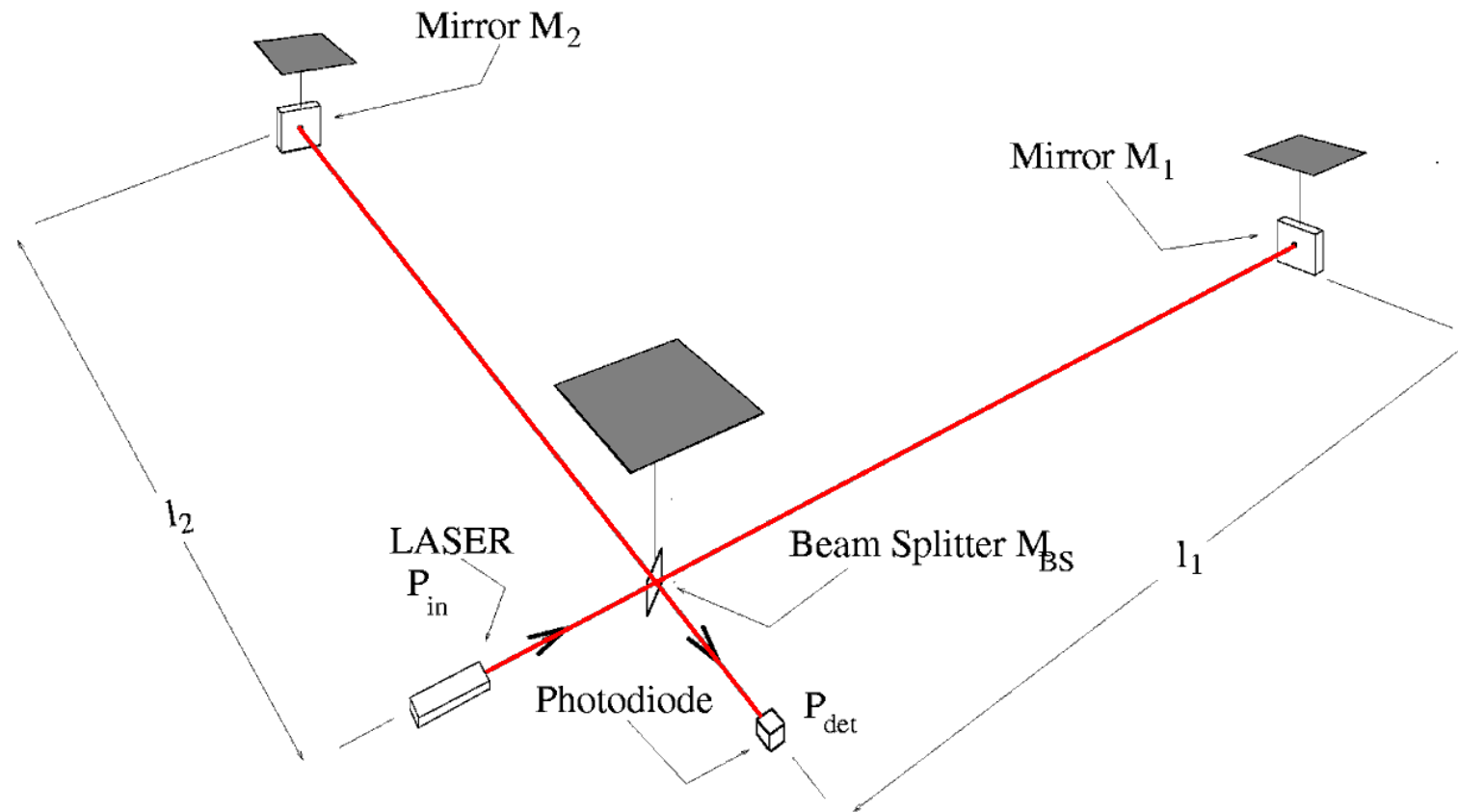
Detektory rezonansowe osiągnęły poziom czułości rzędu $h \sim 10^{-20}$, ale nie sprostały konkurencji detektorów interferometrycznych.

Detekcja fal grawitacyjnych

Interferometry

Bardzo prosta idea: powtórzenie doświadczenia Michelson'a-Morley'a

Pomiar różnicy w czasie propagacji światła w prostopadłych ramionach interferometru

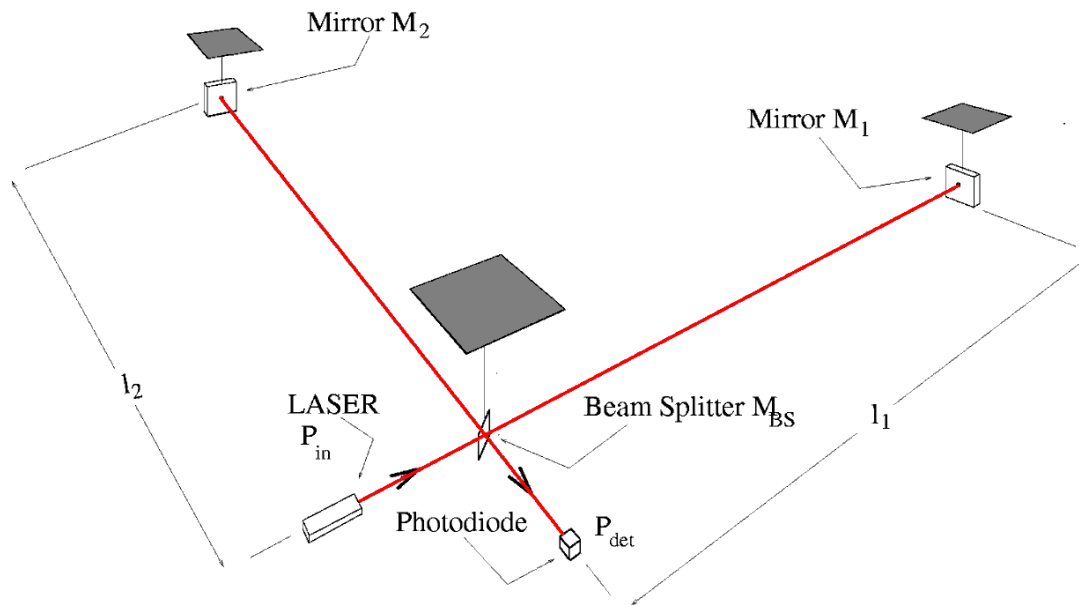


Detekcja fal grawitacyjnych

Interferometry

Bardzo prosta idea: powtórzenie doświadczenia Michelson'a-Morley'a

Pomiar różnicy w czasie propagacji światła w prostopadłych ramionach interferometru



Sygnal w detektorze:

$$P_{det} = \frac{P_{in}}{2} [1 + C \cos(\Delta\phi)]$$

$$\Delta\phi = \frac{2\pi(l_2 - l_1)}{\lambda} + \frac{2\pi(l_2 + l_1)h(t)}{\lambda}$$

Największa czułość w pobliżu punktu wygaszania...

“Kontrast” wnęki: $C \approx 1$

Detekcja fal grawitacyjnych

Interferometry

Modulacja sygnału mierzonego w detektorze:

$$\delta P_{det} \sim P_{in} L h$$

Fluktuacje poissonowskie mierzonego sygnału (liczby fotonów):

$$\sigma_{P_{det}} \sim \sqrt{\frac{P_{in}}{\Delta t}}$$

gdzie: Δt - czas uśredniania/rozdzielczość czasowa pomiaru

Fundamentalne ograniczenie dokładności pomiaru (w idealnym detektorze!):

$$h_{min} \sim \frac{1}{\sqrt{P_{in} L}}$$

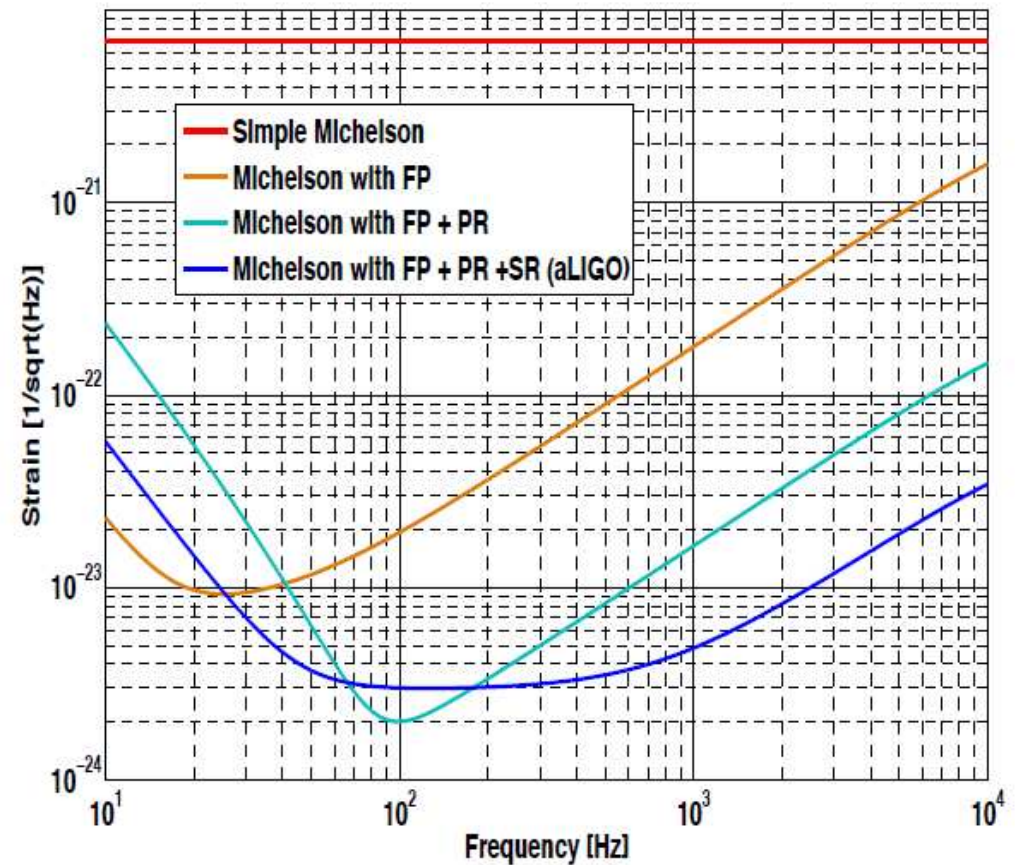
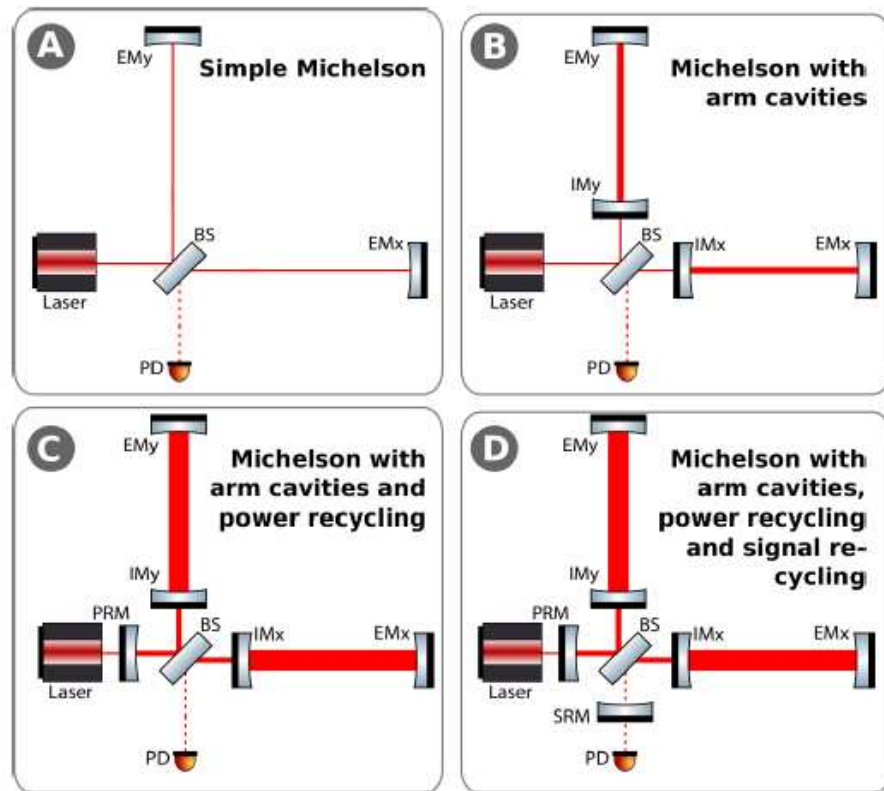
Osiągnięcie czułości $h \sim 10^{-22}$ wymaga zastosowania laserów dużej mocy (~ 100 kW) i bardzo długich ramion interferometru (~ 100 km)...

Detekcja fal grawitacyjnych

Interferometry

Nie da się osiągnąć wymaganych parametrów dla “zwykłego” interferometru.

Trzeba zastosować wnęki rezonansowe (L) i wyeliminować straty mocy (P_{in})



VIRGO (Włochy)



LIGO Hanford (USA)



LIGO Livingston (USA)



Detekcja fal grawitacyjnych

Interferometri

Długie ramiona + wnęki Fabry-Perot \Rightarrow zwiększenie drogi optycznej

Wnęki Fabry-Perot + duża moc lasera \Rightarrow zwiększenie poziomu sygnału

\Rightarrow zwiększenie oczekiwanych odchyłeń

Czułość interferometru może być ograniczona przez poziom szumów:

- szum sejsmiczny
- szum Newtonowski
- szum termiczny
- szum lasera
- szum związany z ciśnieniem promieniowania
- szum magnetyczny

Każdy z aspektów wymagał niezwykle starannego podejścia...

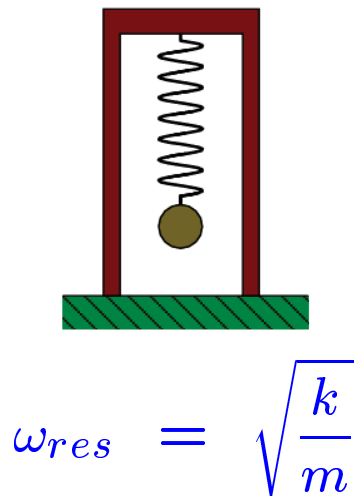
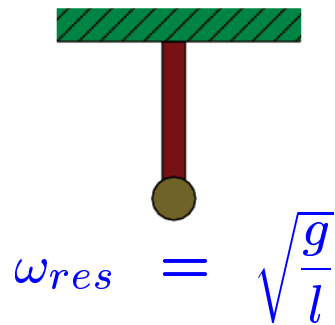
Wszystkie aspekty wzięte pod uwagę przy modernizacji eksperymentów LIGO i VIRGO

Detekcja fal grawitacyjnych

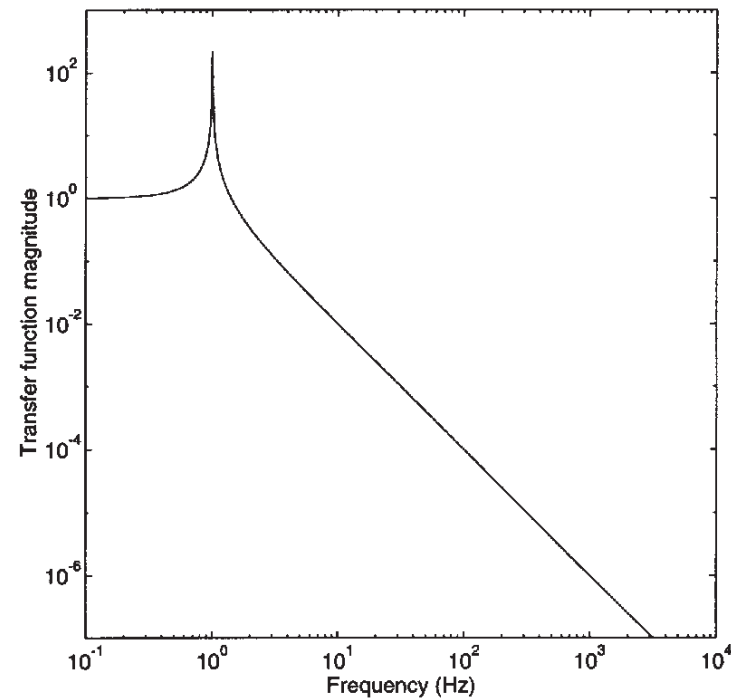
Szum sejsmiczny

Konieczne jest jak najlepsze odizolowanie elementów wnętrza od drgań sejsmicznych

⇒ mocowanie typu “odwróconego wahadła” o bardzo niskiej częstotliwości własnej



Obliczeni modelowe dla $f = 1$ Hz



Detekcja fal grawitacyjnych

Szum sejsmiczny

Odwrócone wahadło:

$$f_{res} = \sqrt{\frac{k}{m} - \frac{g}{l}}$$

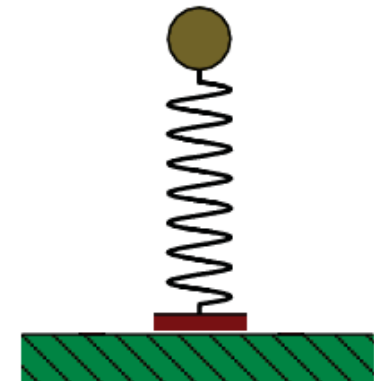
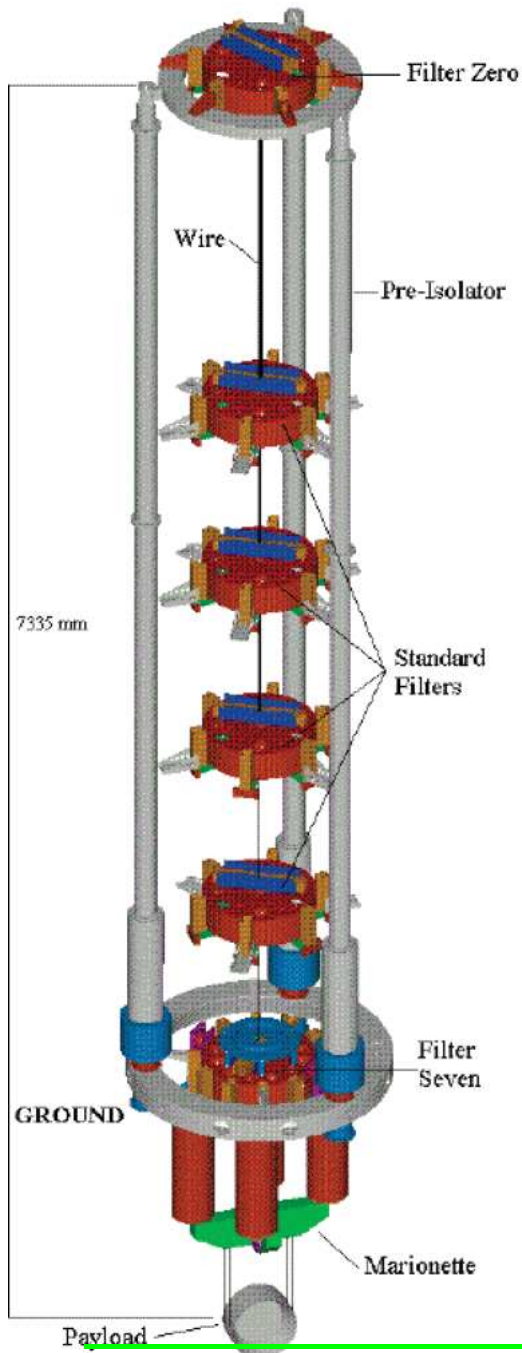
Dla VIRGO: $l \approx 7$ m

$$\Rightarrow f_{res} \sim 30 \text{ mHz}$$

\Rightarrow zmierzone tłumienie przy 10 Hz:

$$\sim 10^{14}$$

Szumy sejsmiczne są głównym powodem, dla którego nie można zejść poniżej 10 Hz



Detekcja fal grawitacyjnych

Szum Newtonowski

Fluktuacje lokalnego pola grawitacyjnego

Szum magnetyczny

Fluktuacje lokalnego pola magnetycznego (np. zaburzenia w magnetosferze)

Szum termiczny

Precyzja którą chcemy uzyskać jest tak duża, że istotne stają się także drgania termiczne: **zawieszenie** poszczególnych elementów wnętrza i samych **luster**

Najlepszym rozwiązaniem jest chłodzenie całego zawieszenia i luster.

Niezależnie konieczna jest bardzo dobra stabilizacja temperatury.

Nie jest to oczywiste w przypadku luster, które rozgrzewają się pod wpływem wiązki.

Muszą być wykonane z materiału o jak najniższym pochłanianiu.

Szum termiczny ma istotny wkład w obszarze niskich i średnich częstotliwości

Detekcja fal grawitacyjnych

Szum lasera

Konieczne jest stosowanie bardzo stabilnych laserów

Stabilizacja częstości i dobra separacja modu podstawowego -

dedykowany moduł “czyszczący” (filtr interferometryczny) na wejściu interferometru

Odpowiednie filtry także na wyjściu sygnału, przed fotodetektorem.

Szum związany z ciśnieniem promieniowania

Fluktuacje ciśnienia wywieranego przez światło na zwierciadła - efekt typu “ruchy Browna”

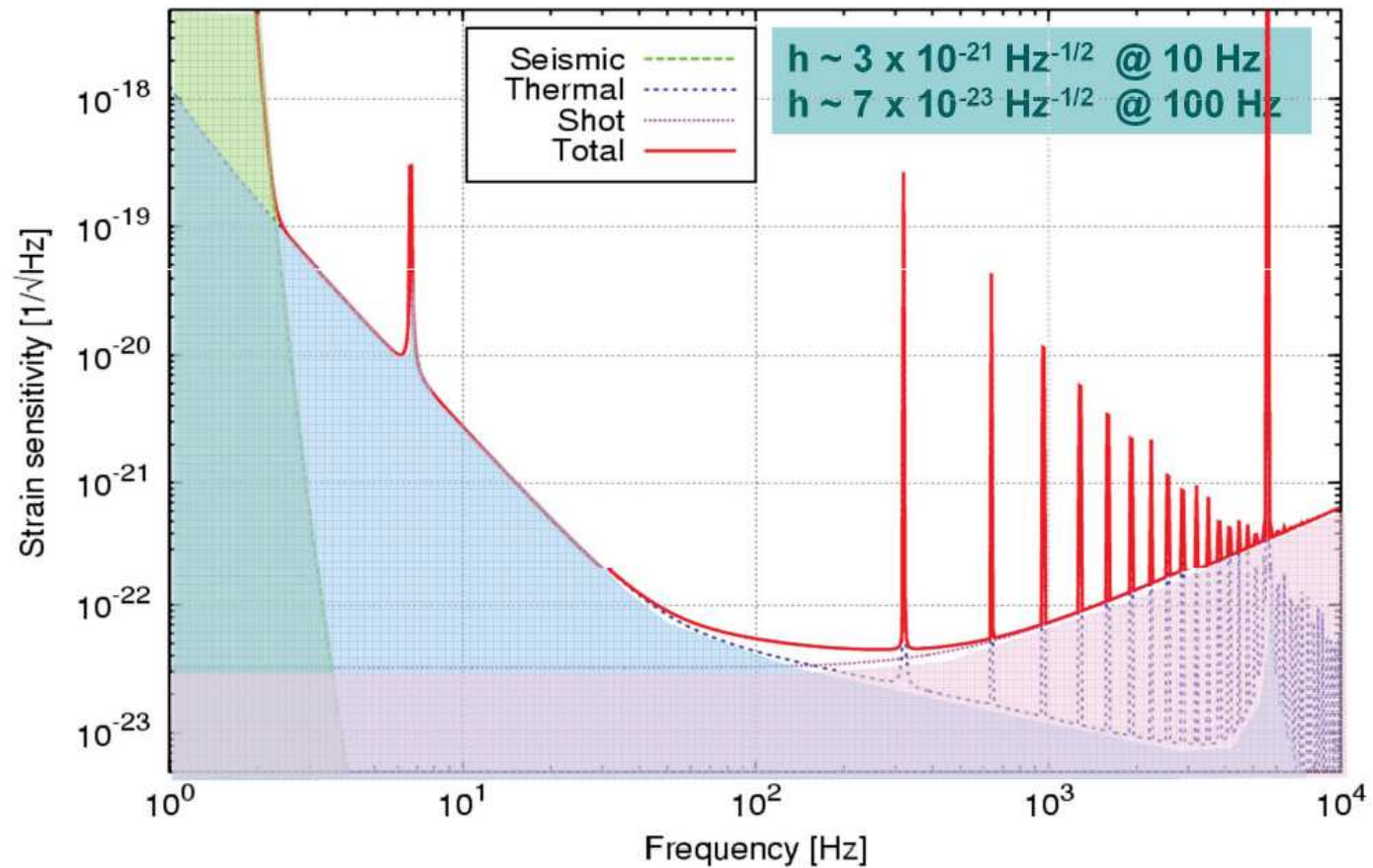
Ograniczenie kwantowe

Precyzja, którą chcemy uzyskać jest tak duża, że w którymś momencie dochodzimy do ograniczenia wynikającego z zasady nieoznaczoności Heisemberga (dokładności pozycji fotonu na zwierciadle).

Detekcja fal grawitacyjnych

Projekt VIRGO

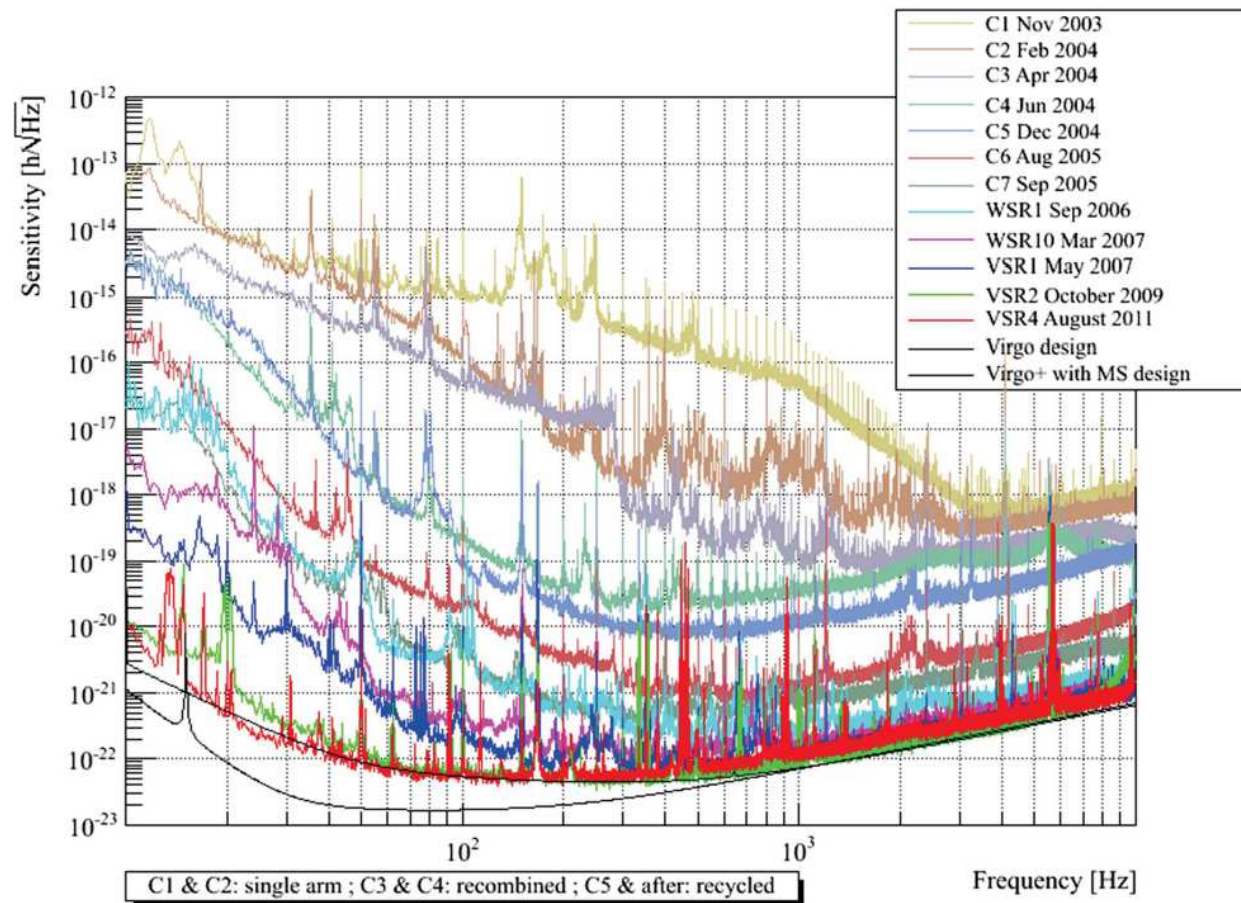
Projektowana dokładność pomiaru



Detekcja fal grawitacyjnych

Projekt VIRGO

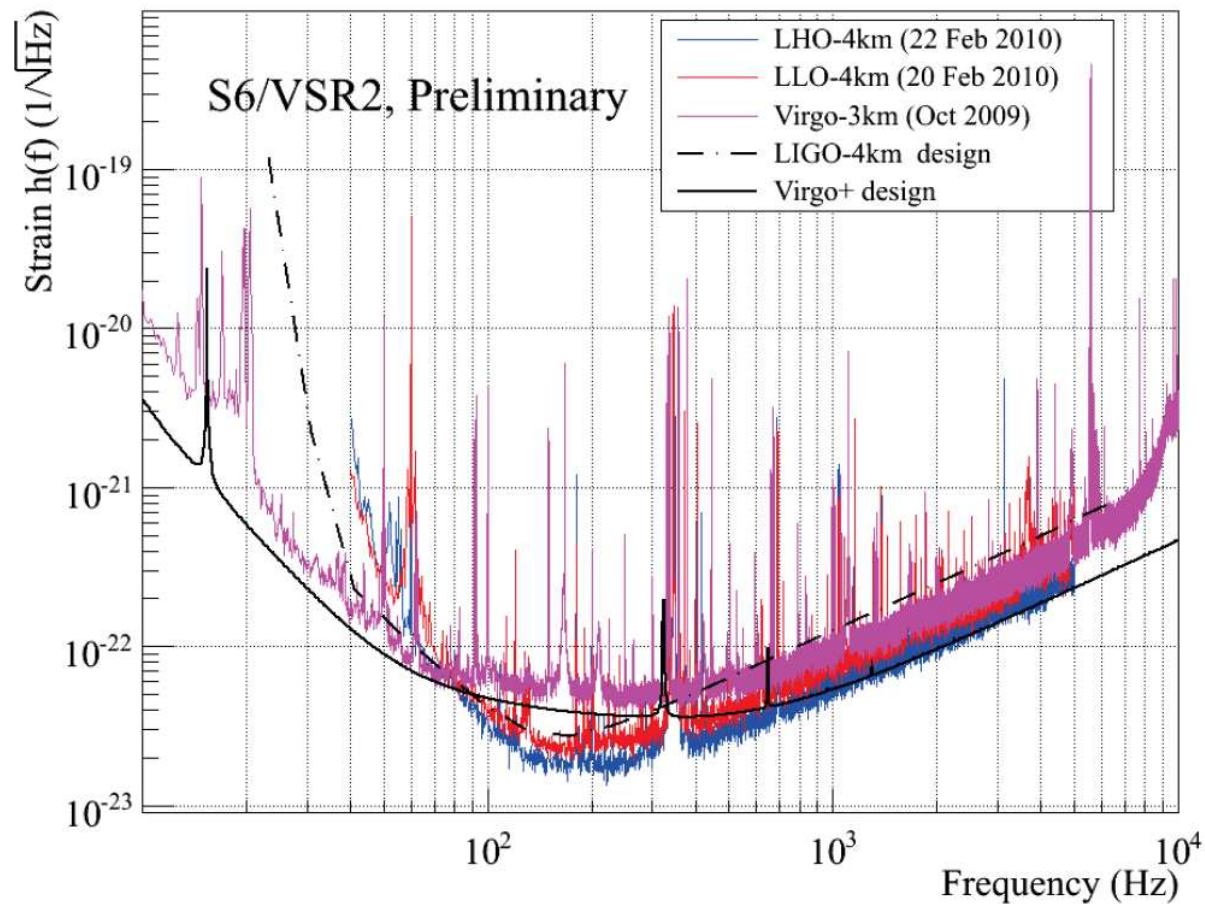
W kolejnych latach działania detektora eliminowano kolejne źródła szumów



Detekcja fal grawitacyjnych

LIGO + VIRGO

Uzyskana dokładność pomiaru (poziom szumów) w **pierwszej generacji** eksperymentów

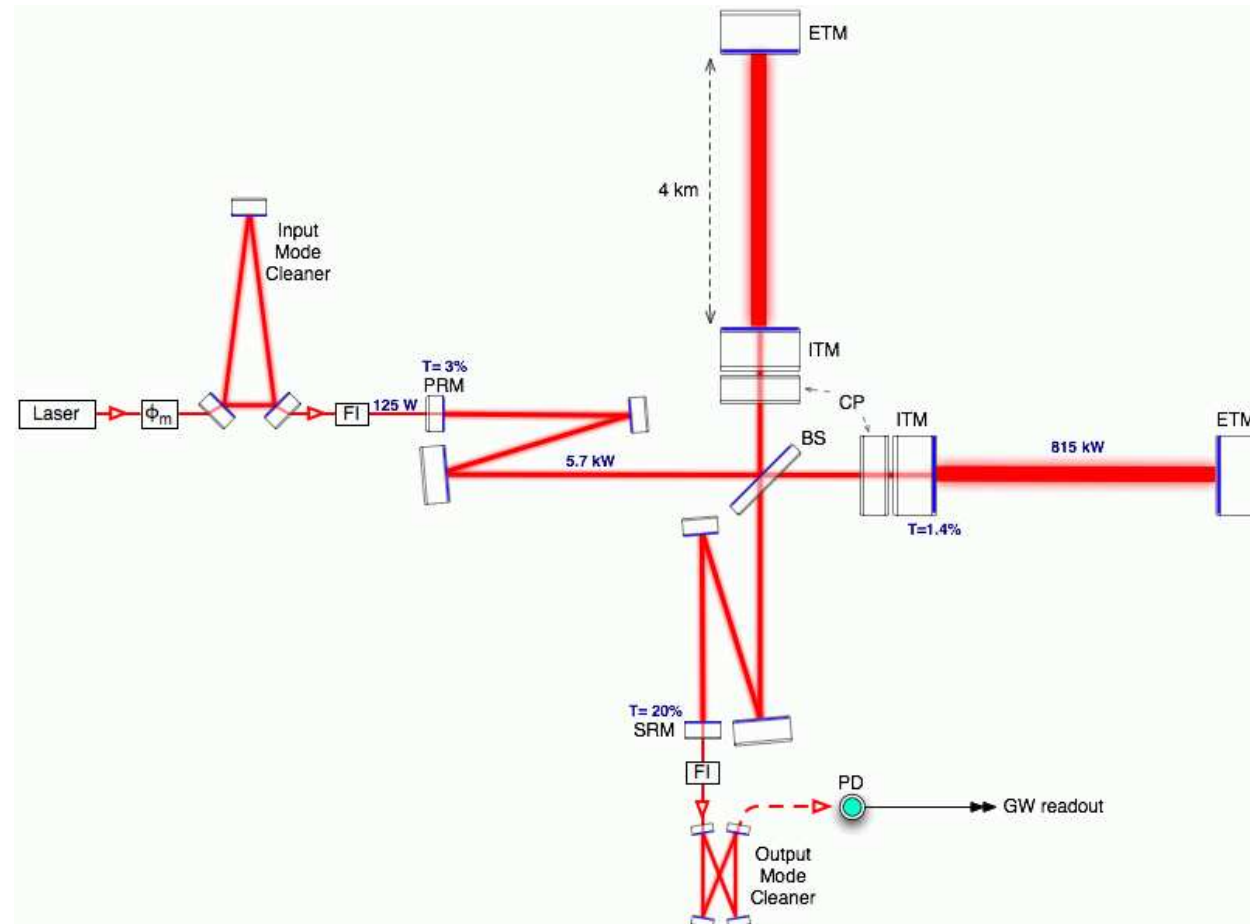


Detekcja fal grawitacyjnych

Advanced LIGO

Modernizacja detektora 2012-2015:

- $20\times$ moc lasera
- signal recycling
⇒ prawie MW we wnętrzu!
- cięższe “masy testowe”
- nowe powłoki luster
- aktywne tłumienie sejsmiczne
- filtr na wyjściu

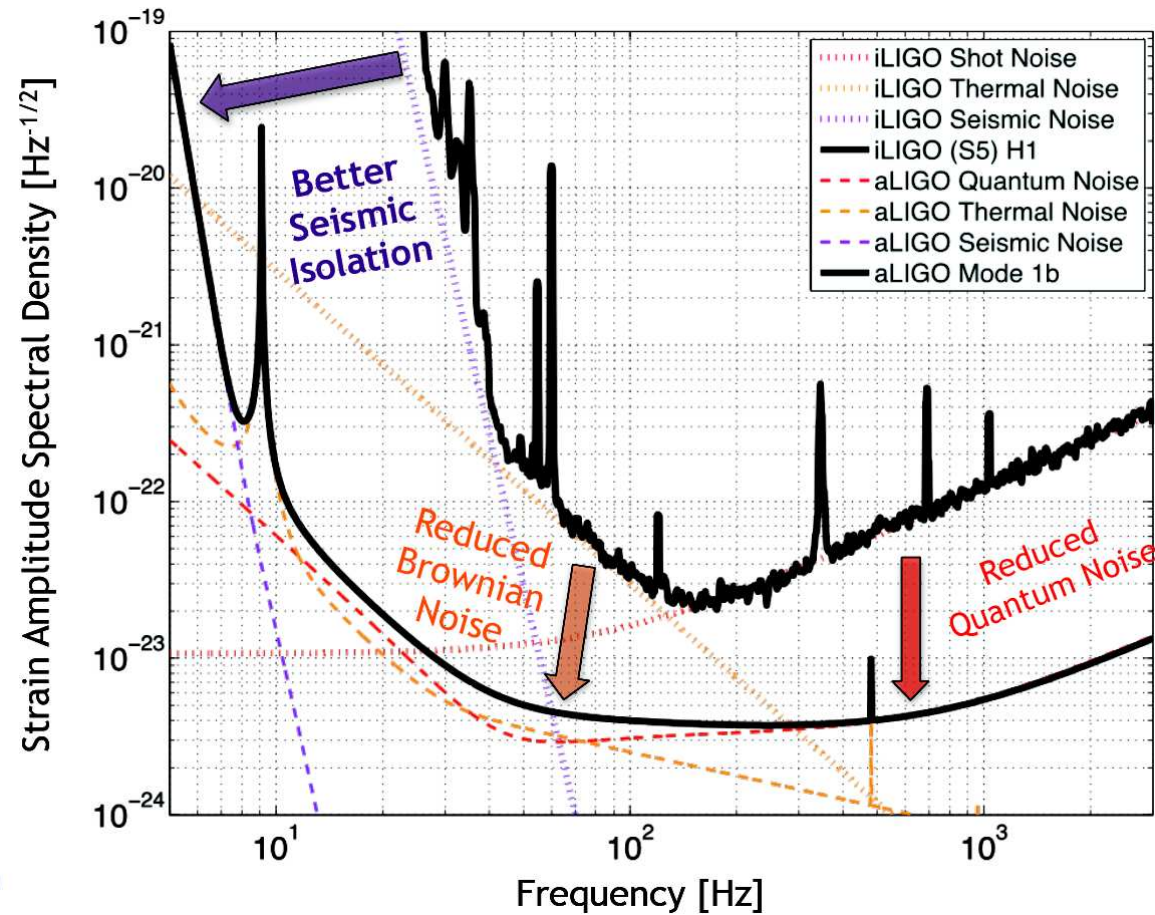


Podobne modernizacje w Virgo

Detekcja fal grawitacyjnych

Advanced LIGO

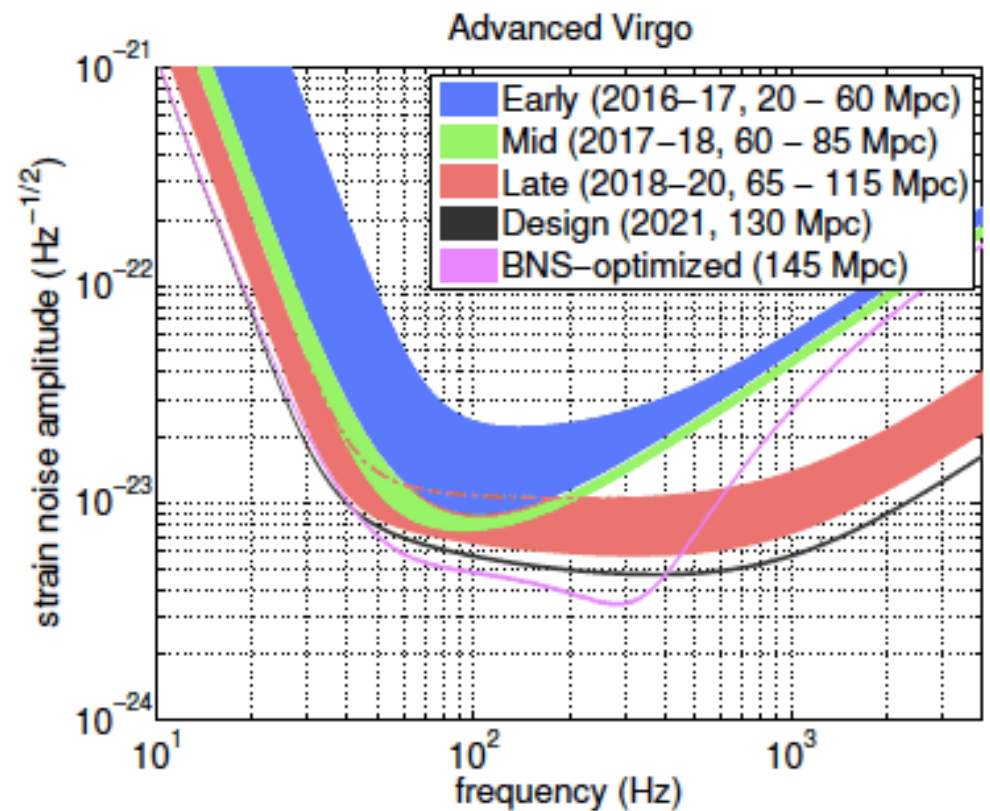
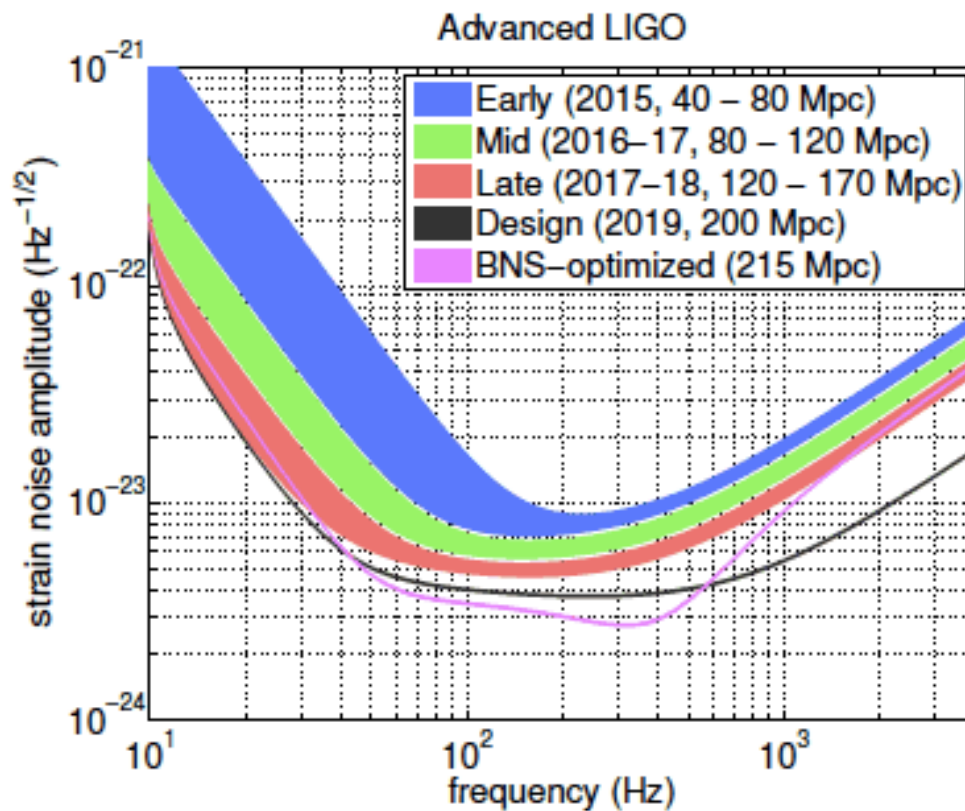
Zwiększenie czułości o rząd wielkości, poszerzenie zakresu częstości



Detekcja fal grawitacyjnych

Advanced LIGO i Virgo

Zakładana czułość po modernizacji na kolejnych etapach uruchamiania:



Detekcja fal grawitacyjnych

Advanced LIGO

Oczekiwana liczba detekcji fal grawitacyjnych na kolejnych etapach:

