

# Capitolo 1

## Analisi

Verrà presentata in questo capitolo un'analisi basata su un grande numero di forme d'onda iniettate in posizioni celesti generiche e ricostruite con cWB. Nella prima parte verrà fatta l'analisi delle curve di sensibilità e degli overlap, mentre la seconda parte sarà un'analisi volta a stimare sistematicamente la frequenza del post-merger, in particolare utilizzato sulle EOS APR4 e SHT2. Le simulazioni utilizzano stime intermedie per le sensibilità che raggiungerà il network LIGO-Virgo nel run O4, non si considera invece il detector Kagra, nonostante sia previsto il suo utilizzo ben prima.

### 1.1 Esempi di analisi utilizzando cWB

Vengono ora riportati alcuni esempi di analisi di eventi simulati utilizzando cWB, partendo da forme d'onda simulate a partire da due diverse EOS.

#### 1.1.1 Equazione di stato APR4

Si riportano i principali coefficienti per identificare l'evento: il rapporto segnale su rumore (SNR); il valore del coefficiente  $\rho$ , ovvero una ranking statistic che esprime la significanza del segnale descrivendo l'ampiezza correlata effettiva; il coefficiente  $c_{net}$  descritto in equazione ??; ED che descrive lo sbilanciamento dell'energia tra i detector nel network e, infine,  $\theta$  e  $\phi$  che descrivono la posizione celeste della sorgente;

SNR	$\rho$	$c_{net}$	ED	$\theta$	$\phi$
103.1	50.8	0.97	-0.1	101.6	-28.6

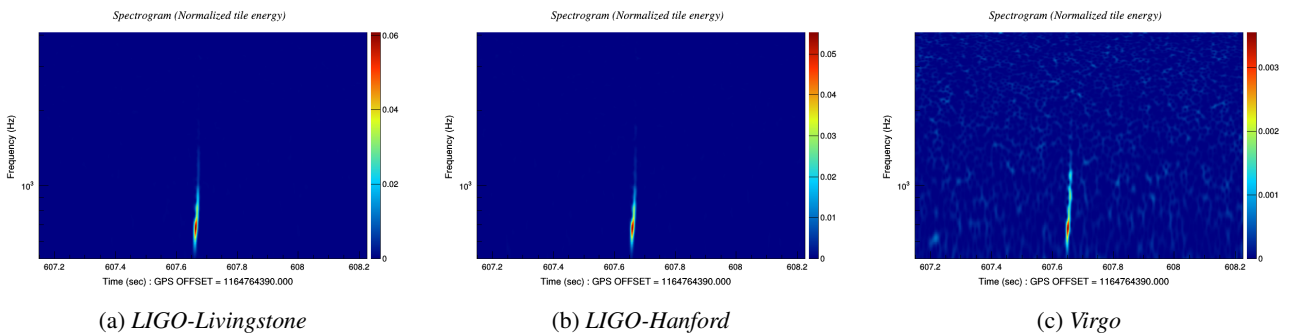


Figura 1.1: Spettrogrammi per ciascun detector, che mostrano una rappresentazione sul piano tempo-frequenza del trigger, basandosi sulla scomposizione di Fourier

Il segnale che si mostra è particolarmente energetico, perché è stato simulato ad una distanza molto ravvicinata ( $d \simeq 1.25\text{Mpc}$ ). Si osservano quindi coefficienti particolarmente elevati. Come si può osservare in Figura 1.1, mentre i detector LIGO-Livingstone e LIGO-Hanford rivelano in modo evidente un segnale già ad un'analisi visiva, senza rumore significativo a sporcare la rivelazione, nella mappa di Virgo risulta distinguibile il segnale, tuttavia con rumore significativo e si può notare anche come guardando la scala di significanze del segnale questo risulti di un ordine di grandezza inferiore per Virgo, rispetto ai due rivelatori LIGO. Questo è probabilmente

dovuto al fatto che i rivelatori LIGO sono allineati tra loro, mentre disallineati rispetto a Virgo e soprattutto alla posizione celeste della sorgente, favorevole ai primi due.

Nel grafico della likelihood in figura 1.2, si osserva una tipica figura a chirp, in cui la parte inferiore, a basse frequenze, rappresenta l'inspiral fino alla coalescenza, mentre il cluster di dati in alto, a frequenze particolarmente elevate ( $\sim 3.3\text{KHz}$ ) corrisponde all'emissione del post-merger. Infine nei grafici che seguono in figura 1.3 si osservano le ricostruzioni della forma d'onda, in particolare in nero è plottato il segnale iniettato nella simulazione, mentre in rosso il segnale ricostruito. In particolare osservando il grafico delle frequenze si può notare come non sia stato ricostruito tra  $\sim 2.5\text{KHz}$  e  $\sim 3\text{KHz}$ , giustificando la separazione tra i cluster nel grafico della likelihood.

Likelihood 10650 - dt(ms) [1.95312:125] - df(hz) [4:256] - npix 978

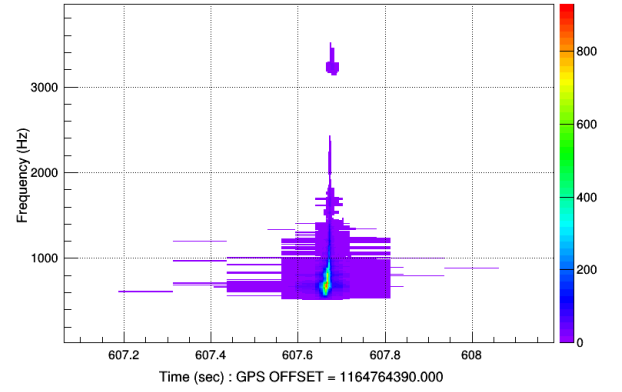
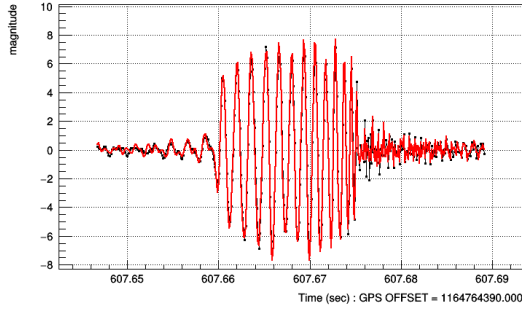
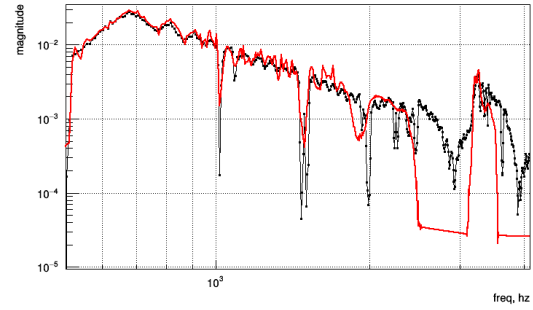


Figura 1.2: Mappa di verosimiglianza nel piano tempo-frequenza, che descrive il contributo dell'energia totale



(a) Dominio dei tempi



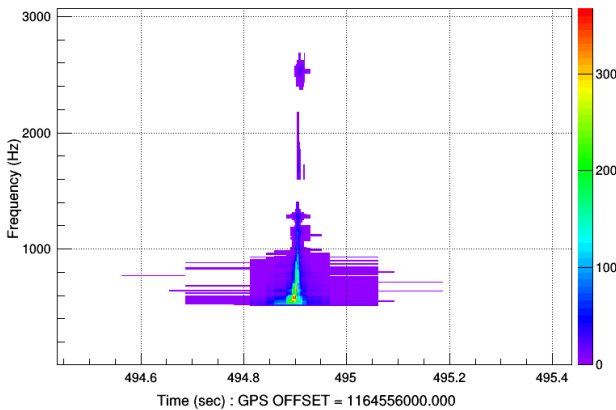
(b) Dominio delle frequenze

Figura 1.3: Ampiezza di strain ricostruita nel dominio dei tempi e nel dominio delle frequenze relative a un solo rivelatore

### 1.1.2 Equazione di stato SHT2

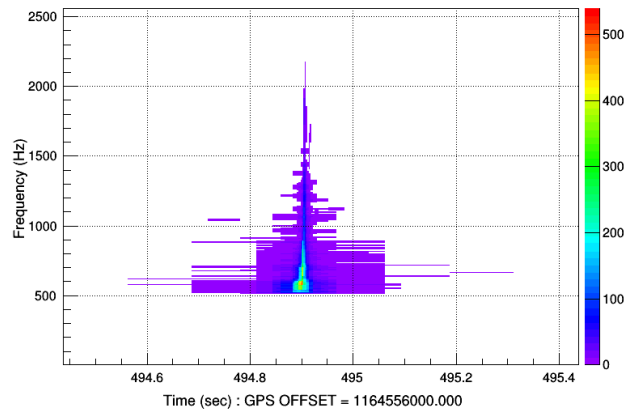
Per motivi di spazio non verranno presentate le analisi complete, come per l'equazione di stato precedente, ma si mostreranno solo i grafici delle likelihood: le due forme d'onda iniettate differiscono per la massa delle NS per la coalescenza, in particolare nella 1.4(a), con masse tali da andare in ipermassiva, si può notare come sia presente un segnale di post-merger a  $\sim 2.5\text{kHz}$  mentre nella 1.4(b), che ha masse tali da andare direttamente in buco nero, non vi è nessun segnale di post-merger ma solo un segnale di merger che arriva ad alte frequenze.

Likelihood 4482 - dt(ms) [1.95312:125] - df(hz) [4:256] - npix 596



(a) SHT2.0

Likelihood 5325 - dt(ms) [1.95312:125] - df(hz) [4:256] - npix 615



(b) SHT2.2

Figura 1.4: Mappe di verosimiglianza ricostruite per le due forme d'onda iniettate

## 1.2 Curve di sensibilità e analisi dell'overlap

Si riportano gli istogrammi per gli SNR iniettati e ricostruiti dal network, divisi per distanza della sorgente. Si può notare come al crescere della distanza le distribuzioni siano sempre più schiacciate a SNR bassi.

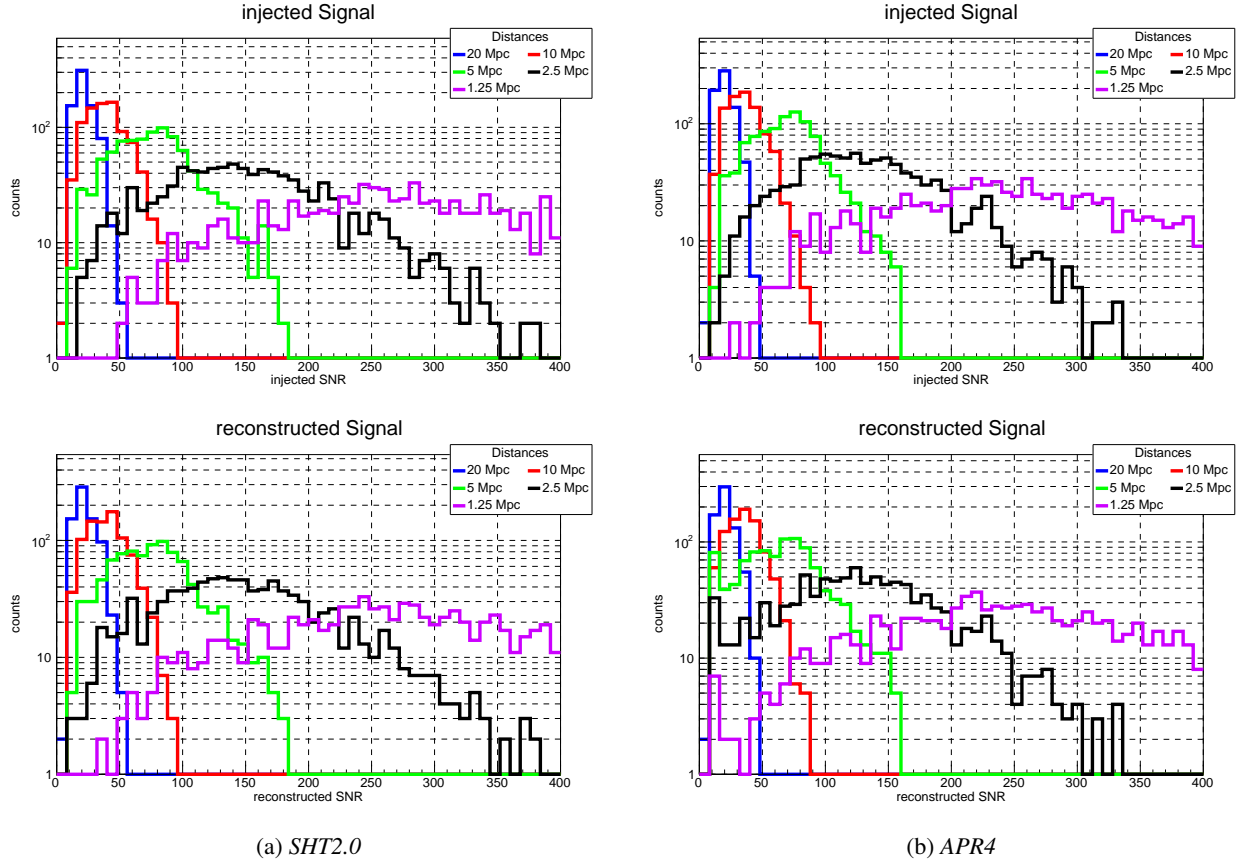


Figura 1.5: SNR iniettato (sopra) e ricostruito (sotto) per le due EOS

Si procede quindi a verificare in modo quantitativo l'efficienza dell'algoritmo di ricostruzione, facendo un fit degli SNR ricostruiti in funzione degli SNR iniettati. L'andamento ideale che ci si aspetta è rappresentato dalla bisettrice del primo e terzo quadrante, che corrisponde a un processo tale per cui l'SNR ricostruito è pari a quello iniettato.

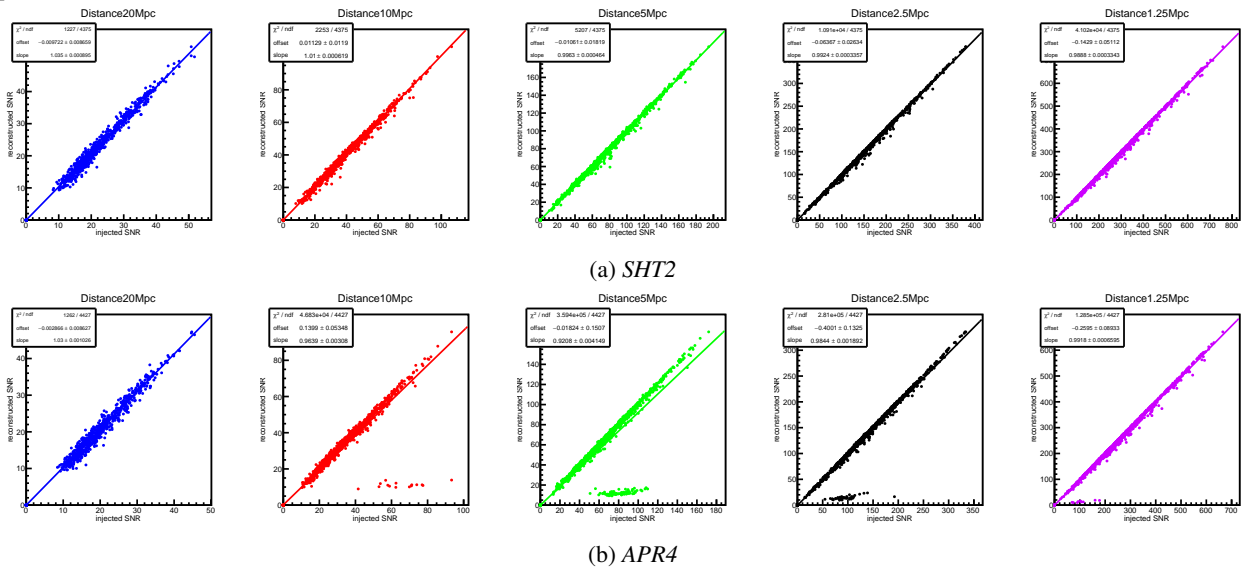


Figura 1.6: Fit dell'SNR ricostruito in funzione dell'SNR iniettato per le due EOS

Si può notare come, mentre per la EOS SHT2 le ricostruzioni siano ottime e, entro gli errori sperimentali, le rette siano compatibili con l'andamento ideale, per la EOS APR4, in particolare per le distanze intermedie, ci sia un problema nella ricostruzione, che porta ad un fit non compatibile con l'andamento ideale.

Si riportano quindi gli overlap in funzione degli SNR ricostruiti. In particolare si ha che denotando il segnale iniettato e ricostruito per ogni detector come  $x_I[i] = [x_{I,1}, \dots, x_{I,N}]$  e  $x_R[i] = [x_{R,1}, \dots, x_{R,N}]$  rispettivamente, si definiranno allora SNR iniettato e ricostruito come

$$iSNR = \sum_{i=1}^N x_{I,i}^2 = |x_I|^2 \quad oSNR = \sum_{i=1}^N x_{R,i}^2 = |x_R|^2 \quad (1.1)$$

Esiste però un'altra quantità che si ottiene incrociando questi dati definita come  $ioSNR = \sum_{i=1}^N x_{I,i}x_{R,i}$ , ovvero la correlazione incrociata, a ritardo temporale nullo, della forma d'onda iniettata e ricostruita. Grazie a questa quantità è possibile calcolare due grandezze fondamentali: l'energia residua  $E_{res} = \sum_{i=1}^N (x_{R,i} - x_{I,i})^2 = oSNR + iSNR - 2ioSNR$  e l' $o_{overlap} = \frac{\langle x_I | x_R \rangle}{\sqrt{|x_I||x_R|}} = \frac{ioSNR}{\sqrt{|x_I||x_R|}}$  che descrive la corrispondenza del segnale iniettato rispetto a quello ricostruito, in particolare per  $o_{overlap} = 1$  i due segnali hanno un matching perfetto, per  $o_{overlap}=0$  invece non c'è ricostruzione del segnale.

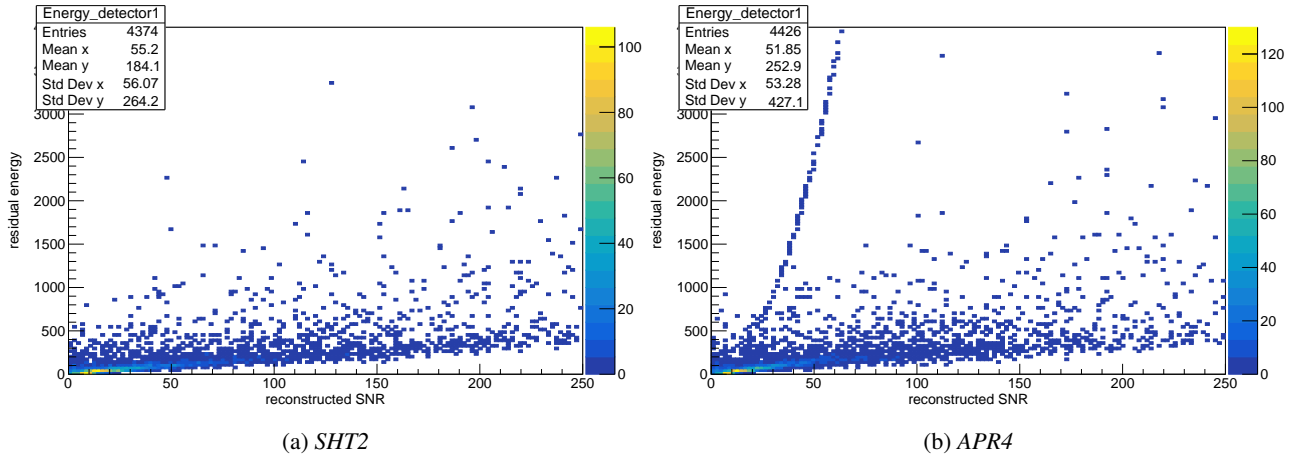


Figura 1.7: Energie residue per LIGO-Hanford per le due equazioni di stato

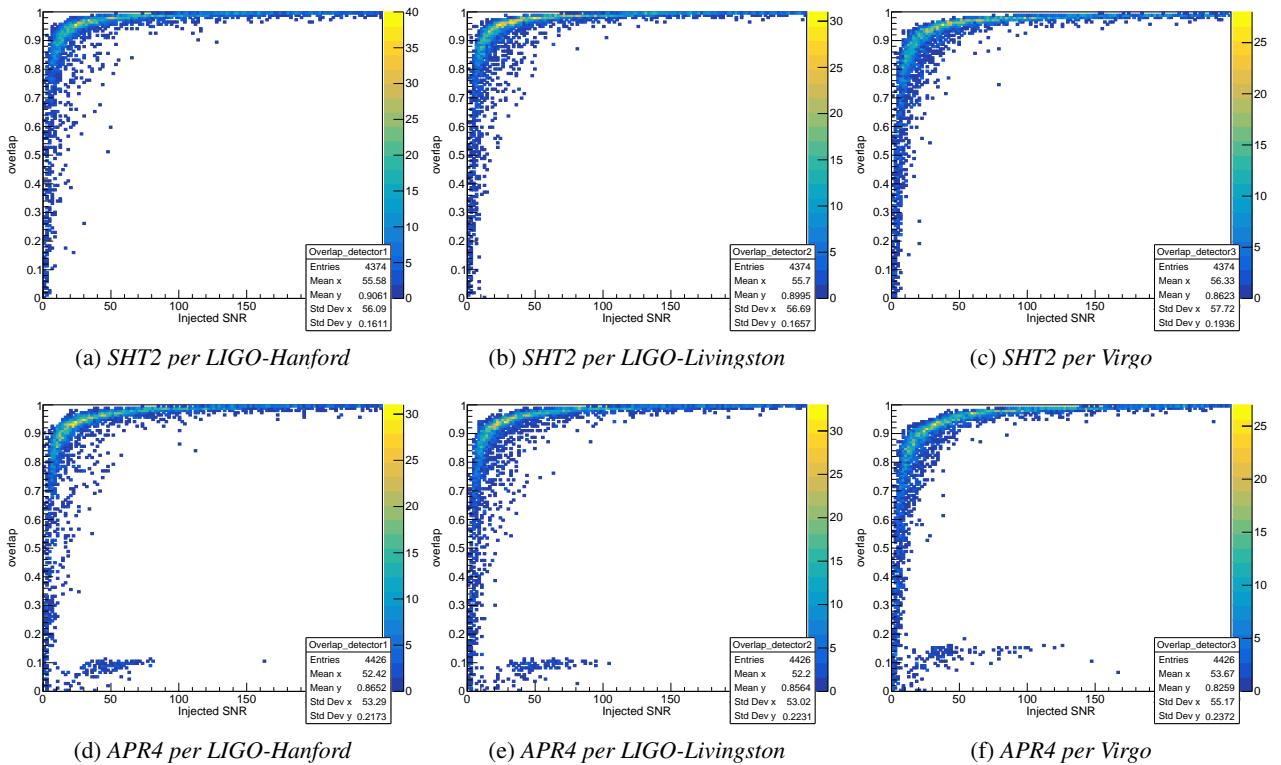


Figura 1.8: Overlap per le due equazioni di stato

Il problema si ripresenta anche in questi grafici dove è possibile notare come vi sia per la EOS APR4 una certa quantità che non presenta l'andamento atteso. Si sono isolati gli eventi problematici e si è individuata

la ragione della discrepanza: gli eventi che sporcano le distribuzioni sono tali perché vengono spezzati in fase di ricostruzione, c'è infatti una soglia in tempo e in frequenza dopo la quale due eccessi di potenza vengono spezzati in due eventi separati e può accadere, in particolare per la EOS APR4 che, come si è visto in 1.1.1, presenta un post merger a frequenze molto alte. Poiché la fase tra i due segnali, a bassa energia, non sempre viene ricostruita può accadere che il segnale venga spezzato in uno più energetico riguardante l'inspiral e uno meno, legato al post-merger. Questo si nota in particolar modo andando a confrontare la distribuzione delle frequenze minime e massime per le due EOS:

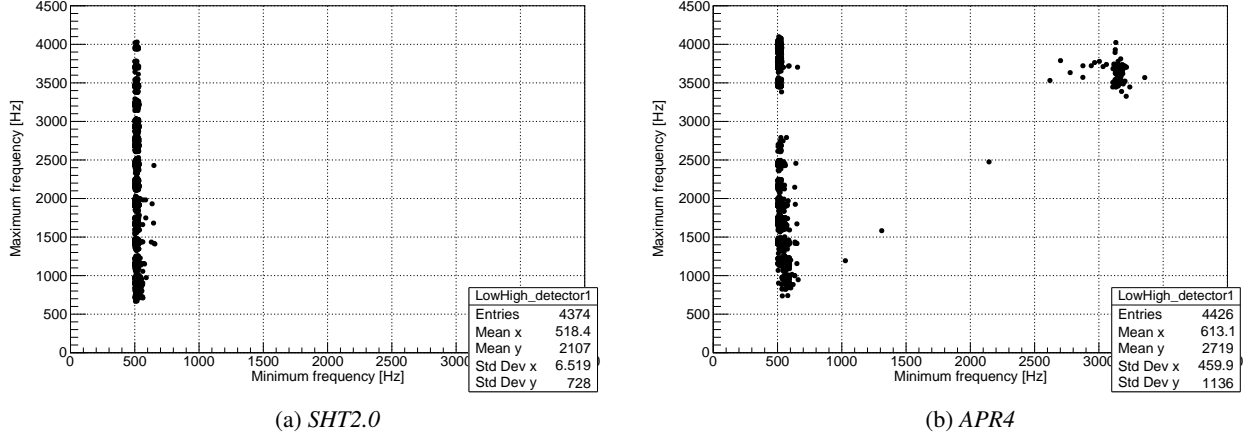


Figura 1.9: Distribuzione della frequenza massima e minima per le due EOS

Si nota immediatamente per la EOS APR4 un cluster di eventi che presenta frequenza minima estremamente alta, incompatibile con l'andamento che assume un evento ricostruito in modo completo, che come descritto in precedenza dovrebbe avere l'andamento di un chirp, partendo da frequenza basse fino a un picco. Vengono quindi tagliati gli eventi ricostruiti nel solo post-merger. Ripetendo le precedenti analisi con il set di ricostruzioni tagliato si ottiene:

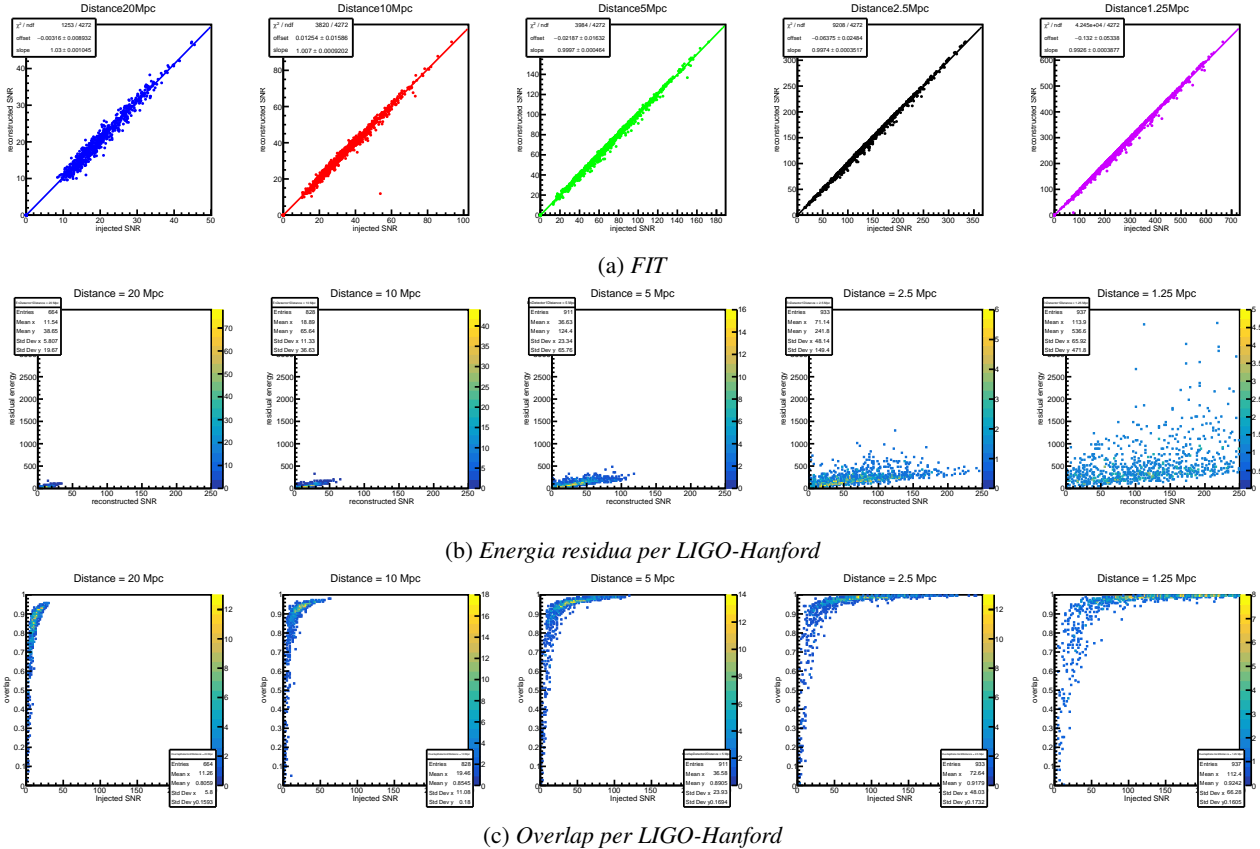


Figura 1.10: Analisi per APR4, fatta escludendo le ricostruzioni separate di uno stesso evento

che presenta risultati non ottimali, come avviene per la EOS SHT2, ma comunque decisamente migliori rispetto

ai dati non tagliati.

Gli overlap sono poi stati divisi in bin di SNR ricostruito di larghezza 10 per osservare la distribuzione con la quale i segnali sono ricostruiti

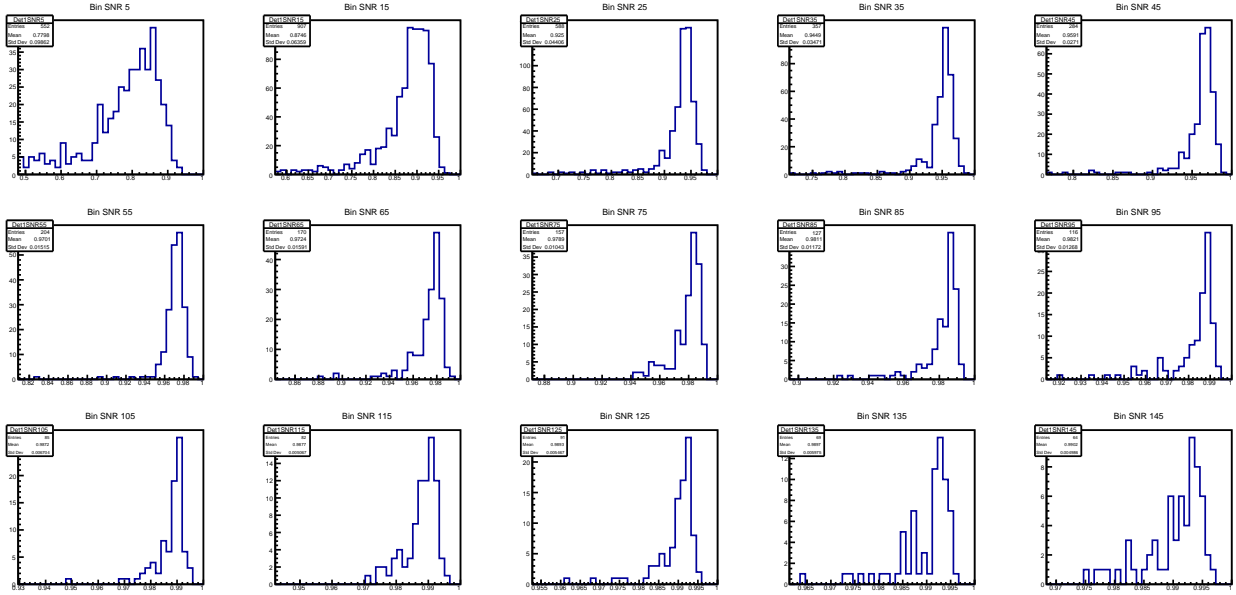


Figura 1.11: Distribuzione degli overlap per la EOS APR4 per il solo detector LIGO-Hanford, non si riportano, per ragioni di spazio, i grafici per gli altri detector e per l'altra EOS

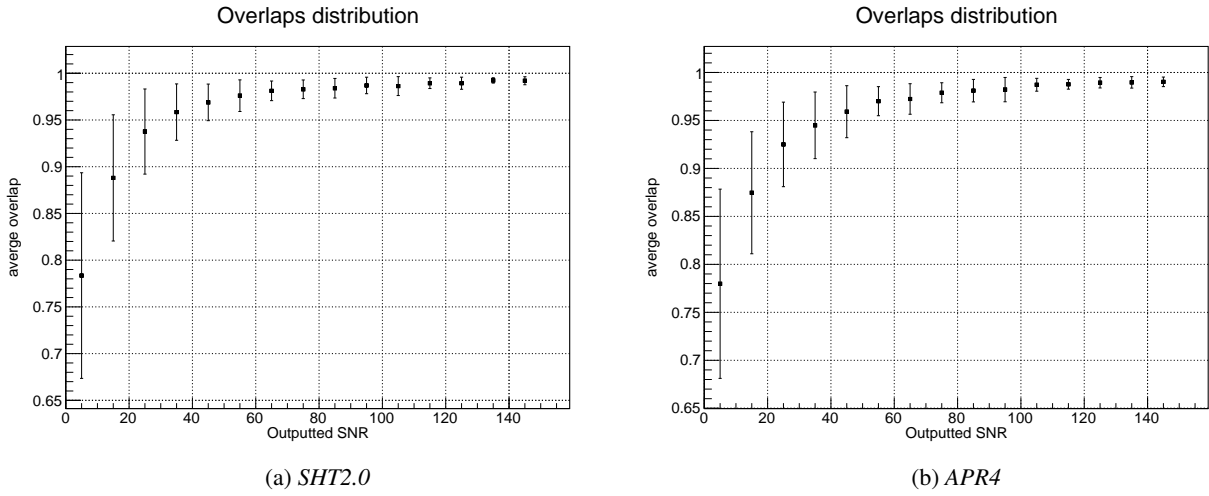


Figura 1.12: Distribuzione degli overlap per le due EOS

### 1.3 Ricerca frequenza post-merger

Per valutare la frequenza della post-coalescenza l'analisi viene fatta su un campione di  $\sim 500$  eventi simulati.

# Bibliografia

- [1] B. P. Abbott, R. Abbott, T. D. Abbott, S. Abraham, F. Acernese, K. Ackley, C. Adams, R. X. Adhikari, V. B. Adya, C. Affeldt, and et al. Gw190425: Observation of a compact binary coalescence with total mass  $\sim 3.4M_{\odot}$ . *The Astrophysical Journal*, 892(1):L3, Mar 2020.
- [2] B. P. Abbott, R. Abbott, T. D. Abbott, F. Acernese, K. Ackley, C. Adams, T. Adams, P. Addesso, R. X. Adhikari, V. B. Adya, and et al. Search for post-merger gravitational waves from the remnant of the binary neutron star merger gw170817. *The Astrophysical Journal*, 851(1):L16, Dec 2017.
- [3] B. P. Abbott, R. Abbott, T. D. Abbott, S. Abraham, F. Acernese, K. Ackley, C. Adams, R. X. Adhikari, V. B. Adya, C. Affeldt, and et al. Gwtc-1: A gravitational-wave transient catalog of compact binary mergers observed by ligo and virgo during the first and second observing runs. *Physical Review X*, 9(3), Sep 2019.
- [4] B. P. Abbott, R. Abbott, T. D. Abbott, F. Acernese, K. Ackley, C. Adams, T. Adams, P. Addesso, R. X. Adhikari, V. B. Adya, and et al. Gw170817: Observation of gravitational waves from a binary neutron star inspiral. *Physical Review Letters*, 119(16), Oct 2017.
- [5] Thomas W. Baumgarte, Stuart L. Shapiro, and Masaru Shibata. On the maximum mass of differentially rotating neutron stars. *The Astrophysical Journal*, 528(1):L29–L32, Jan 2000.
- [6] J.B. Hartle. *Gravity: An Introduction to Einstein's General Relativity*. Addison-Wesley, 2003.
- [7] M.P. Hobson, G.P. Efstathiou, and A.N. Lasenby. *General Relativity: An Introduction for Physicists*. Cambridge University Press, 2006.
- [8] S. Klimenko, G. Vedovato, M. Drago, F. Salemi, V. Tiwari, G. A. Prodi, C. Lazzaro, K. Ackley, S. Tiwari, C.F. Da Silva, and et al. Method for detection and reconstruction of gravitational wave transients with networks of advanced detectors. *Physical Review D*, 93(4), Feb 2016.
- [9] S Klimenko, I Yakushin, A Mercer, and G Mitselmakher. A coherent method for detection of gravitational wave bursts. *Classical and Quantum Gravity*, 25(11):114029, May 2008.
- [10] Andrzej Królak and Mandar Patil. The first detection of gravitational waves. *Universe*, 3(3), 2017.
- [11] M. Maggiore. *Gravitational Waves: Volume 1: Theory and Experiments*. Gravitational Waves. OUP Oxford, 2008.
- [12] M. Maggiore. *Gravitational Waves: Volume 2: Astrophysics and Cosmology*. Gravitational Waves. Oxford University Press, 2018.
- [13] Luciano Rezzolla and Kentaro Takami. Gravitational-wave signal from binary neutron stars: A systematic analysis of the spectral properties. *Physical Review D*, 93(12), Jun 2016.
- [14] Nikhil Sarin and Paul D. Lasky. The evolution of binary neutron star post-merger remnants: a review, 2020.