Korzystałem głównie z pracy **Hubble without the Hubble: Cosmology using advanced gravitational-wave detectors alone** i do niej odnoszą się numery wzorów. Przyjąłem wartości stałych: $D_{horizon} = 500Mpc$ $\Omega_m = 0.27$, $\Omega_\Lambda = 1 - \Omega_m = 0.73$, $H_0 = 70.4\frac{km}{s \cdot Mpc}$.
Punktem wyjścia jest wzór (24)

$$\frac{d^4N}{dtd\Theta dzd\mathcal{M}} = \frac{dV_c}{dz}\frac{\dot{n}(z)}{1+z}\mathcal{P}(\mathcal{M})\mathcal{P}(\Theta)$$

gdzie $\dot{n}(z)$ to *merger rate density*. Całkując po masach i parametrze kątowym Θ, pomijając zależność od czasu i korzystając z tego, że : $\frac{dV_c}{dz} = \frac{4\pi D_c(z)^2 D_H}{E(z)}$ (21) dostaję rozkład w zależności od z

$$\frac{dN}{dz} = \frac{4\pi D_c(z)^2 D_H}{E(z)}\frac{\dot{n}(z)}{1+z}$$

Aby z powyższego otrzymać prawdopodobieństwo $\frac{dP}{dz}$, dla danej masy M_z wyznaczam z_{max} rozwiązując równanie:

$$\frac{A \cdot m(1+z)^{5/6}}{D_L(z)} - 2 = 0$$

Po normalizacji przez całkę od 0 do z_{max}, dostaję gęstość prawdopodobieństwa $\frac{dP}{dz}$, zgodnie z którą później będą losowane przesunięcia ku czerwieni. Dalej wylosowane przesunięcia ku czerwieni zamieniam w odległości jasnościowe D_L korzystając z (19) i (20):

$$D_L(z) = (1+z)D_c(z) = (1+z)D_H\int_0^z \frac{dz'}{E(z')}$$

$$E(z) = \sqrt{\Omega_m(1+z)^3 + \Omega_\Lambda},\ D_H = \frac{c}{H_0}$$