grösserer Annäherung wird man die in den Raum E hineinschlagenden Stücke der um m mit hinreichend grossem Radius at beschriebenen Kugelflächen als eben ansehen, d. h. sie ersetzen dürfen durch ihre auf dem Radius Vector senkrechten und unter einander parallelen Tangentialebenen. Darnach ist die Bedeutung der Integrale in dem Ausdruck von s umzusetzen, indem man $d\tau$, F, f nun auf die Elemente dieser Ebenen bezieht. Es erhellt, dass alsdann die betreffenden Werte von s für alle in Betracht kommenden Punkte m unverändert bleiben, unabhängig von ihrer Entfernung und constant nach x, y, z sind; hingegen sind sie jetzt eine Function der Entfernung der betreffenden Schnittebene vom Nullpunkt. Man bezeichne diese Entfernung mit σ, ihre diesseits und jenseits von O gelegenen äussersten Werte mit α und $-\beta$ und setze

$$mO = r, \tag{1}$$

so dass man noch $\sigma = r - at$ hat.

2. Fassen wir zunächst bloss s' (s. die (2) des § 3) ins Auge, so darf man hiernach $\frac{1}{4\pi a}\int d\tau \cdot F$ als eine bekannte Function φ von σ ansehen, die nur gleichzeitig mit F, also nur innerhalb E von Null verschieden ist, und erhält

$$s' = \frac{1}{at}\varphi(r - at),$$

oder vielmehr, da at und r höchstens um den gegen die Grösse von r verschwindenden Wert $\alpha + \beta$ sich von einander unterscheiden, mithin $\frac{1}{at}$ durch $\frac{1}{r}$ ersetzt werden kann,

$$s' = \frac{1}{r}\varphi(r - at). \tag{2}$$

Ohne den Faktor $\frac{1}{r}$ wäre also s' ganz analog dem Ausdruck $\varphi(x - at)$, der sich für die Condensation bei der linearen Bewegung ergiebt, und der hier wie dort, allerdings hier nur für bedeutende Entfernungen, anzeigt, dass die sich längs Om mit der constanten Geschwindigkeit a fortpflanzende Welle stets von derselben Ausdehnung und Conformation bleibt, dieselben Werte in derselben Reihenfolge durchlaufend.

Der Factor $\frac{1}{r}$ bewirkt aber nun noch einen von dem Fall der