$$\left.\begin{array}{c}\frac{da}{dt}\\ \vdots \\ \frac{dt_0}{dt}\end{array}\right\} = fkt\,(a \dots t_0)$$

führt. Man sieht hieraus, dass die rechten Seiten verschwinden, wenn die störenden Einflüsse wegfallen. Wenn diese also klein sind gegen die Anziehung der Sonne, dann werden die rechten Seiten klein, sodass man bei sukzessiver Approximation bei dem 1. Glied stehen bleiben kann. Die bei dieser Auffassung sich ergebenden Funktionen $a(t), e(t) \dots t_0(t)$ heissen instantane oskulierende Bahnelemente. Bestimmt man nämlich für einen Zeitpunkt diese Bahnelemente und konstruiert die ihnen zugehörige Kepler'sche Bahn, so fällt sie für diesen Zeitpunkt mit der wirklichen Bahn zusammen, so wie die allgemeinste Bewegung eines starren Körpers in jedem Zeitpunkt als instantane Schraubenbewegung aufgefasst werden kann. Um die Störungsgleichungen in natürlicher Form zu gewinnen, sodass ihr geometrischer Inhalt sich überblicken lässt, gehen wir aus von einem gewöhnlichen kanonischen Gleichungssystem

$$(\mathcal{S})\quad \frac{dx_\alpha}{dt} = \frac{\partial H}{\partial y_\alpha}, \quad \frac{dy_\alpha}{dt} = -\frac{\partial H}{\partial x_\alpha} \qquad (\alpha = 1 \dots n)$$

Die allgemeine Lösung dieses Systems $(\mathcal{S})$ sei das Lösungssystem

$$(T)\quad \begin{array}{l} x_\alpha = x_\alpha(t, c_1 \dots c_{2n}) \\ y_\alpha = y_\alpha(t, c_1 \dots c_{2n}) \end{array} \qquad (\alpha = 1 \dots n)$$

Diese Gleichungen seien die Lösungen des Systems $(\mathcal{S})$ für $c_i = \text{const.}$ Jetzt seien die Differentialgleichungen des gestörten Systems

$$(\mathcal{S}')\quad \frac{dx_\alpha}{dt} = \frac{\partial H}{\partial y_\alpha} - Y_\alpha; \quad \frac{dy_\alpha}{dt} = -\frac{\partial H}{\partial x_\alpha} + X_\alpha \qquad (\alpha = 1 \dots n)$$