

Bei dem Übergange des Massenpunktes von  $A$  nach  $B$  (Fig. 115) ändert sich der Drehungshalbmesser von  $x$  auf  $x + dx$ , d. h. von  $r \cos \vartheta$  auf  $r (\cos \vartheta - \sin \vartheta \cdot d\vartheta)$ . Der Punkt  $A$  der Erdoberfläche hat die Umdrehungsgeschwindigkeit  $x \cdot \omega$ , der Punkt  $B$  aber die um  $r \cdot \omega \cdot \sin \vartheta \cdot d\vartheta$  kleinere. Der von  $A$  nach  $B$  kommende Massenpunkt bringt nun ausser der scheinbaren Geschwindigkeit  $w$  längs des Meridianes die Drehungsgeschwindigkeit  $x \cdot \omega = r \cdot \omega \cdot \cos \vartheta$  längs des Parallelkreises mit und ist nun, nachdem er in  $B$  angekommen, der hier langsamer sich bewegenden Erdoberfläche mit der Geschwindigkeit  $r \cdot \omega \cdot \sin \vartheta \cdot d\vartheta$  nach Osten vorausgeeilt. Dem entspricht in der Zeit  $dt$  eine östliche Voreilung um

$$dz = r \cdot \omega \sin \vartheta \cdot d\vartheta \cdot dt,$$

oder, weil  $r \cdot d\vartheta = AB = w \cdot dt$  ist, um  $dz = w \cdot \omega \cdot \sin \vartheta \cdot dt^2$ , also für kleine endliche Bewegungen in kurzem Zeitraume  $t$  um

$$z = w \cdot \omega \cdot \sin \vartheta \cdot t^2,$$

oder auch, wenn man die Wegeslänge  $AB = w \cdot t = l$  setzt:

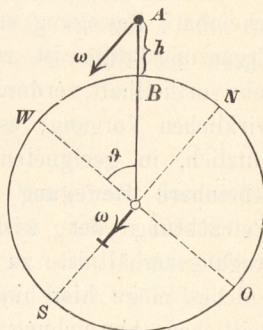
$$z = l \cdot \omega \cdot \sin \vartheta \cdot t,$$

übereinstimmend mit Gl. 3.

#### 4. Vorgeschriebene Bewegung längs einer lothrechten Bahn auf der sich drehenden Erde.

In einem lothrechten Rohre  $AB$  (Fig. 116) von der Höhe  $h$  falle ein Massenpunkt; dann ist zunächst die Schwere eine der wirklichen Kräfte. Von den Ergänzungs-kräften ist die erste schon berücksichtigt, wenn man mit der scheinbaren Schwere rechnet. Legt man nun durch  $A$  eine zur Erdachse  $SN$  parallele Achse und ertheilt der Bahn  $AB$  eine Drehung  $\omega$ , so bewegt sich der Endpunkt  $B$  nicht nach vorn, sondern nach rückwärts im Sinne nach Westen; die Bahnlinie bildet mit der Drehachse einen Winkel  $\alpha = 90^\circ - \vartheta$ , wenn  $\vartheta$  die geographische Breite des Ortes  $A$ ; daher ist die zweite Ergänzungs-  
kraft  $2m \cdot w \cdot \omega \cdot \cos \vartheta$ , u. zw. mit dem Sinne nach Osten, und da

Fig. 116.



die scheinbare Bahnlinie  $AB$  geradlinig ist, so wird diese Ergänzungskraft aufgehoben durch eine entgegengesetzte Kraft

$$1) \quad N_2 = 2m \cdot w \cdot \omega \cdot \cos \vartheta,$$

welche nach Westen gerichtet ist, also von der östlichen Rohrwandseite ausgeübt wird. Der Massenpunkt drückt daher mit einer Kraft  $N_2$  gegen die östliche Seite der Rohrwand und wird, wenn man das Rohr entfernt, den Punkt also frei fallen lässt, mit der Beschleunigung  $2w \cdot \omega \cdot \cos \vartheta$  von der Lothrechten in östlichem Sinn abweichen. Ist  $AB$  (Fig. 117) die Lothrechte,  $APC$  die Bahn des freien Falles in Bezug auf die sich drehende Erde,  $z$  die östliche Abweichung, so ist

$$\frac{d^2 z}{dt^2} = 2 \cdot w \cdot \omega \cdot \cos \vartheta.$$

Die Geschwindigkeit  $w$  längs  $APC$  kann wegen der Geringfügigkeit von  $z$  nach den gewöhnlichen Fallgesetzen beurtheilt werden; dann ist  $w = gt$ , also

$$\frac{d^2 z}{dt^2} = 2 \cdot g \cdot t \cdot \omega \cdot \cos \vartheta.$$

Dies giebt 
$$\frac{dz}{dt} = g \cdot \omega \cdot \cos \vartheta \cdot t^2,$$

wobei die Integrationskonstante fortbleibt, weil für  $t = 0$  auch

$$w = 0, \quad N_2 = 0 \quad \text{und} \quad \frac{dz}{dt} = 0$$

sein muss. Weiter wird

$$z = g \cdot \omega \cdot \cos \vartheta \cdot \frac{t^3}{3};$$

hieraus kann mit  $x = \frac{gt^2}{2}$  also  $t^2 = \frac{2x}{g}$  die Zeit entfernt werden.

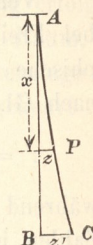
Es wird 
$$z = g \cdot \omega \cdot \frac{\cos \vartheta}{3} \left( \frac{2x}{g} \right)^{3/2},$$

und für  $x = h$ :

$$2) \quad z' = \frac{2}{3} \omega \cdot \cos \vartheta \cdot h \sqrt{\frac{2h}{g}}.$$

Die eigentliche Ursache dieser östlichen Abweichung eines frei fallenden Körpers von der Lothrechten, die am Pole Null, am

Fig. 117.





Äquator (mit  $\cos \vartheta = 1$ ) am grössten ist, liegt natürlich darin, dass der bei  $A$  frei gelassene Körper die seiner Anfangslage entsprechende östliche Umfangsgeschwindigkeit der Erddrehung mitbringt und der bei  $B$  mit geringerer Umfangsgeschwindigkeit sich bewegenden Stelle der Lothrechten also vorauseilt. Daher ist auch auf beiden Halbkugeln der Erde die Abweichung übereinstimmend nach Osten gerichtet.

Versuche über diesen Vorgang sind besonders in einem Schachte bei Freiberg in Sachsen angestellt worden. Dort ist die geographische Breite  $\vartheta = 51^\circ$ ; die Fallhöhe betrug 158,5 m. Dann ist nach Gl. 2:

$$z' = \frac{2}{3} \cdot 0,000073 \cdot 158,5 \cdot \cos 51^\circ \sqrt{\frac{2 \cdot 158,5}{9,81}} = 0,0276 \text{ m},$$

während die Beobachtung 0,0283 m ergab. Der Unterschied beider Zahlen ist leicht dadurch zu erklären, dass wegen des Luftwiderstandes die Falldauer  $> \sqrt{\frac{2h}{g}}$  werden muss.

## 5. Einfluss der Drehung der Erde auf die Pendelschwingung; Foucault'scher Pendelversuch.

Bei kleinem Ausschlagwinkel kann die Pendelbewegung nach S. 121/2 annähernd als geradlinige Schwingungsbewegung aufgefasst werden. Das S. 121 entwickelte Gesetz der Pendelschwingung galt unter der Annahme, dass die Erde in Ruhe sei; unter dieser Voraussetzung erfolgt die Schwingung in einer unveränderlichen lothrechten Ebene. Untersucht man aber die scheinbare Bewegung eines Pendels in Bezug auf die sich drehende Erde, so ergibt sich eine von dem französischen Physiker Foucault (geboren am 18. September 1819 zu Paris, gestorben daselbst am 11. Februar 1868) im Jahr 1852 gefundene Abweichung. Bei einem am Äquator schwingenden Pendel haben Aufhängepunkt, Erdoberfläche, sowie auch der Massenpunkt des Pendels die sehr grosse Umfangsgeschwindigkeit der Erde nahezu gemeinsam. Daher sind die Verhältnisse mit grosser Annäherung dieselben, als ob das Pendel in einem Raum aufgehängt wäre, der eine geradlinige, gleichförmige Verschiebung erfährt; die scheinbare Schwingung erfolgt daher ganz so, wie es bei ruhender Erde geschehen würde; nur kommt