Beispiel: Für ein Seeschiff betrage die Verdrängung $V = 10\,000$ cbm, dann ist, weil für Seewasser $\gamma = 1025$ kg/cbm, $G = 10\,250$ t. Wird eine schwere Last (etwa ein Geschütz) von $P = 20$ t um 5 m seitwärts verschoben und entsteht dadurch eine Neigung $\vartheta = {}^1/_2{}^0 = 0{,}0087$, so folgt

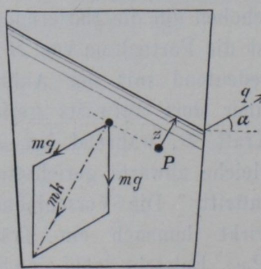
$$SM = \frac{20}{10\,250}\,\frac{5}{0{,}0087} = 1{,}11 \text{ m}.$$

Wie gross die metacentrische Höhe für Schiffe verschiedenen Zweckes sein muss, ist lediglich durch Erfahrung festgestellt worden. Bei transatlantischen Dampfern genügt schon eine metacentrische Höhe von 0,3 m; Segelschiffe müssen wegen des Segeldruckes und Kriegsschiffe wegen des Abfeuerns der Geschütze eine grosse Steifigkeit haben, daher etwa $SM = 1$ m. Ein zu grosses Steifigkeits- oder Standsicherheits-Moment ist für die Festigkeit des Schiffes, welche dieses Moment aufnehmen muss, nicht vortheilhaft, hat auch starke Winkelbeschleunigungen und daher heftige, unangenehme Bewegungen zur Folge, während ein Schiff von geringerer Steifigkeit weniger angegriffen wird und sanftere, weniger schädliche Bewegungen ausführt.

l) Tropfbar flüssige Körper in scheinbarer Ruhe in Bezug auf ein beschleunigt fortschreitendes Gefäss.

Das Gefäss (Fig. 221) möge eine gleichbleibende Beschleunigung q mit der Neigung α aufwärts haben. Soll nun eine Flüssigkeit darin in scheinbarer Ruhe verbleiben, darin nicht hin und her schwanken, so muss an jedem Massentheilchen Gleichgewicht der Kräfte herrschen, nachdem die Ergänzungskraft $-mq$ (1. Theil, S. 84) hinzugefügt ist. Setzt man nun die Schwere mg mit $-mq$ zusammen, so entsteht eine Mittelkraft mk. Dies ist jetzt die gesammte Massenkraft, welche mit den Oberflächenkräften im Gleichgewichte sein muss. An die Stelle der einzigen Massenkraft mg im wirklichen Ruhezustande tritt nun in jeder Beziehung mk. Der Wasserspiegel muss daher jetzt rechtwinklig zur Richtung von k stehen. Für den Druck p in einem rechtwinkligen Abstande z vom Wasserspiegel gilt $p \cdot dF = \frac{\gamma}{g} dF \cdot zk$, weil ein Prisma von

Fig. 221.



der Höhe z und der Grundfläche dF die Masse $\frac{\gamma}{g} dF \cdot z$ hat; also

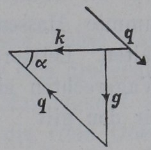
$$1) \qquad p = \frac{\gamma}{g} k z.$$

Ist q schräg nach unten gerichtet (Fig. 222), so kann k auch wagerecht, der Wasserspiegel also lothrecht werden. Dazu ist erforderlich, dass $q \sin \alpha = g$.

Bei lothrecht aufwärts gerichtetem q wird

$$k = g + q; \quad p = \gamma \left(1 + \frac{q}{g}\right) z.$$

Fig. 222.



Bei lothrecht abwärts gerichtetem q wird

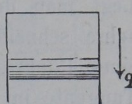
$$k = g - q; \quad p = \gamma \left(1 - \frac{q}{g}\right) z.$$

Für $q = g$ wird in diesem Falle

$$k = 0 \quad \text{und} \quad p = 0.$$

Wenn also ein Gefäss mit Wasser im luftleeren Raume frei fällt, so übt das Wasser keinen Druck auf die Gefässwände aus. Lassen wir deshalb das Gefäss ganz fort, so dass das Wasser im luftleeren Raume frei fällt, so ist auch jetzt unter den bisherigen Voraussetzungen das Wasser drucklos und ohne Bestreben, eine bestimmte Form anzunehmen. In Wirklichkeit aber herrscht in dem Wasser eine sog. Oberflächen-Spannung; diese hat das Bestreben, einen Körper kleinster Oberfläche, d. h. eine Kugel, zu bilden; unter ihrer Einwirkung entsteht die Bildung kugelförmiger Tropfen. Allerdings würde auch die gegenseitige Massenanziehung der Theilchen eines flüssigen Körpers eine Tropfenbildung herbeiführen, doch ist diese (1. Theil, S. 54) so klein, dass sie bei Körpern geringer Grösse gegenüber der Oberflächenspannung verschwindet.

Fig. 223.



Ist die Beschleunigung $q > g$ und lothrecht abwärts gerichtet, so hat jedes Theilchen das Bestreben, mit der Beschleunigung $k = q - g$ gegen die obere Fläche des Gefässes zu fallen (1. Theil, S. 86). Scheinbare Ruhe ist dann nur möglich bei oben befindlichem Boden und unten befindlichem wagerechten Wasserspiegel (Fig. 223).