Zeitschrift: Mitteilungen der Naturforschenden Gesellschaft Bern
Herausgeber: Naturforschende Gesellschaft Bern
Band: - (1864)
Heft: 561-563

Artikel: Ueber den Einfluss des Windes auf die Richtung der Signal-Scheiben
Autor: Schinz, E.
DOI: https://doi.org/10.5169/seals-318748

Nutzungsbedingungen
Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Mehr erfahren

Conditions d'utilisation
L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. En savoir plus

Terms of use
The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. Find out more

Download PDF: 16.07.2025

ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, https://www.e-periodica.ch

Nr. 561 — 563.

Dr. Em. Schinz.

Ueber den Einfluss des Windes auf die Richtung der Signal-Scheiben.

(Vorgetragen am 12. December 1863.)

---

1. Die von Herrn Hipp in Neuenburg ausgeführten Signal-Scheiben sind kreisrunde Blechscheiben von etwa 2 Fuss Durchmesser. Durch einen mittelst des galvanischen Stroms in Bewegung gesetzten Mechanismus können sie, um ihren vertikalen Durchmesser als Axe, um einen Winkel von 90 oder 180° bald in die Richtung der Bahnlinie, bald senkrecht darauf gestellt werden. Das wirkliche Eintreten der beabsichtigten Bewegung und die Fixirung der Scheibe in der gewünschten Lage telegraphirt der Apparat selbst nach dem Bureau zurück, von dem aus seine Stellungsänderung bewirkt, das Signal gegeben worden ist.

2. Durch die symmetrische Lage der beiden Theile der Scheibe zu ihrer Drehungsaxe glaubte man den Einfluss des Windes auf die Richtung der Scheibe, also auch seinen Widerstand gegen eine beabsichtigte Drehung aufzuheben.

Die praktische Anwendung der Signal-Scheibe zeigte aber, dass ein solcher Einfluss dennoch besteht. Man war indessen erstaunt, denselben anders zu finden, als man erwartet hatte.

3. Setzen wir, um die Vorstellung zu fixiren, die Annahme fest, dass der Wind von Norden nach Süden

andauernd und mit constanter Stärke wehe, so zeigt er die Tendenz, der Scheibe eine Richtung von Ost nach West zu geben, und hält die freie Scheibe, die sich ohne Hinderniss drehen kann, in der That in dieser Richtung fest.

Betrachten wir die Scheibe von Norden her, so sind ihre rechte und ihre linke Seite R und L zu unterscheiden, welche gerade respective nach West und Ost gerichtet sind.

4. Eine zweite Erscheinung widersprach noch mehr der gehegten Erwartung: Man machte in die rechte Seite der Scheibe R ein ziemlich grosses rundes Loch und fand, dass sich nun die Scheibe schief gegen die Windrichtung stellte, allein nicht die rechte Seite stand vor gegen Norden hin, so dass sie, wie man erwartet hatte, nach NW zeigte, sondern die linke Seite L stellte sich vor und zeigte ihrerseits uach NO. Mán hatte erwartet, dass die Summe der Drucke auf die volle Seite L grösser sei als diejenige auf die durchbrochene Seite R, deren Fläche eben dadurch kleiner geworden war.

Ich habe gefunden, dass sich die in §. 3 und 4 angegebenen (mehr oder minder paradoxen) Erscheinungen durch folgende Betrachtung erklären lassen.

I. Die volle, undurchbrochene Scheibe.

5. Offenbar gibt es zwei Stellungen, in denen diese im Gleichgewichte ist, A) diejenige, in der sie sich, von N nach S richtend, in die Windrichtung stellt, B) diejenige, bei welcher sie senkrecht auf der Windrichtung von O nach W gestellt ist. — In beiden Fällen ist nämlich für die Wirkung des Windes vollkommene Symmetrie vorhanden. Wenn aber die eine dieser Stellungen eine labile Gleichgewichtslage ist, so wird — wegen der un-

vermeidlichen kleinen Schwankungen in der Windrichtung — die Scheibe alsbald in diejenige der beiden Stellungen übergehen, welche die stabile Gleichgewichtslage ist, in welche sich daher die Scheibe aus allen andern Stellungen zu drehen strebt.

6. Wir wollen daher die Scheibe in einer zwischen A und B liegenden Anfangsstellung, C, untersuchen, und zu diesem Ende annehmen, dass:

C) die rechte Seite, R, der Scheibe nach SW, die linke, L, also nach NO gerichtet sei.

Wir werden die in §. 3 beschriebene Erscheinung erklärt haben, wenn wir nachweisen, dass die Scheibe sich aus der hier supponirten Anfangsstellung (C) unter dem Einfluss des N Windes für einen Beschauer von oben herab rechts herum (im Sinne des Uhrzeigers) dreht und sich demnach der Stellung B nähert.

7. Denken wir uns die Scheibe durch parallele Sehnen in horizontale Streifen getheilt, und untersuchen die Wirkung des Windes auf einen solchen, unter einem Winkel von 45° getroffenen, Streifen.

Den auf ihn treffenden Wind wollen wir als ein System von Luftkugeln betrachten, deren Mittelpunkte $a_0\, b_0\, c_0, \ldots\, b_1\, c_1, \ldots\, c_2 \ldots$ die durch folgendes Schema veranschaulichte Anordnung haben.

(SW)

a_0 b_1 c_2 d_3 e_4 f_5 g_6

(R) b_0 c_1 d_2 e_3 f_4 g_5

c_0 d_1 e_2 f_3 g_4 h_5

S d_0 e_1 f_2 g_3 h_4 N

e_0 f_1 g_2 h_3 i_4

(L) f_0 g_1 h_2 i_3

(NO)

Der betrachtete Streifen wird von den Kugeln a_0 $b_0 \ldots f_0$ berührt, nachher kommen die Kugeln b_1 $c_1 \ldots$ g_1, dann c_2 $d_2 \ldots h_2$ zur Berührung, in der Windrichtung c_2 b_1 a_0 vorschreitend. In der Windrichtung sind die Distanzen zweier benachbarten Centra wie b_1 und c_2 gleich $2q$, in der Richtung parallel dem Streifen aber, wie für b_1 und c_1, ist diese Distanz gleich $2p$.

Drei Punkte, wie a_0 b_0 b_1, bilden ein gleichschenkliges, in b_0 rechtwinkliges Dreieck, dessen Hypothenuse also $= 2q$, dessen Katheten $= 2p$ sind. Es ist demnach $q = p\sqrt{2}$. Diese Punkte werden durch 3 Systeme paralleler Geraden mit einander verbunden: 1°. diejenigen parallel der Windrichtung, 2°. diejenigen parallel dem Streifen (sie werden durch alphabetisch geordnete, mit gleichem Index versehene Buchstaben bezeichnet); 3°. diejenigen normal zum Streifen (sie werden durch gleiche Buchstaben mit aufsteigendem Index bezeichnet).

Man kann den Kugeln den Radius p zuschreiben, um den die Centra a_0 $b_0 \ldots f_0$ von dem Streifen entfernt sind. — Diese Kugeln haben nun die constante Geschwindigkeit v, bis sie zur Berührung mit dem Streifen kommen. Hier zerlegt sich v in eine Geschwindigkeit v', welche dem Streifen parallel, und eine Geschwindigkeit v'', welche normal zum Streifen gerichtet ist. Wenn, wie hier angenommen, der Winkel zwischen den Richtungen von v und v' gleich 45° ist, so hat man $v'' = v'$ und $v' = v\sqrt{1/2}$.

Wenn man die geringe Elasticität der Luftkugeln vernachlässigt, so wird die Geschwindigkeit v'' durch den Widerstand des Streifens zerstört, und daher die Kugel mit der Geschwindigkeit v' in der Richtung des Streifens von NO nach SW fortbewegt. So wird z. B. die Kugel g_1, nach f_0 gelangt, ihren Weg nach e_0 in derselben Zeit zurücklegen, in der sie von g_1 nach f_0 gelangte.

Die gleichzeitig in f_1 und f_0 befindlichen Kugeln würden also im gleichen Moment nach e_0 gelangen.

Hält man die hier stillschweigend gemachte Supposition fest, dass jede Kugel ihren Weg so zurücklege, wie wenn sie allein vorhanden wäre, so würden aus gleichem Grunde die in den ihnen gleich bezeichneten Punkten gleichzeitig befindlichen 2 Kugeln b_1 und b_0 gleichzeitig in a_0 ankommen, ebenso die 3 Kugeln c_2 c_1 c_0; im Ganzen aber würden je 6 mit gleichen Buchstaben bezeichnete Kugeln, wie g_1 g_2 ... g_6, im gleichen Moment in a_0 ankommen. Dagegen würden in b_0 im Maximum nur je 5 Kugeln, wie g_1 g_2 ... g_5, in c_0 im Maximum nur je 4 Kugeln, wie g_1 g_2 ... g_4, u. s. w., in e_0 nur 2 und in f_0 nur Eine Kugel auf einmal ankommen.

Da nun aber nicht mehrere Kugeln gleichzeitig in demselben Punkte sein können, so werden sie an dem Streifen angelangt — bis in dessen Nähe sie ihre constante Geschwindigkeit v beibehalten — eine um so grössere Seitengeschwindigkeit, v', annehmen, je näher sie an a_0 gelangt sind.

In der That wird z. B. die Kugel e_0, welche ihre frühere Geschwindigkeit in der Windrichtung, v, durch ihre Berührung mit dem Streifen in v' umgewandelt und zwar vermindert hat, von den beiden Kugeln f_0 und f_1, die gleichzeitig nach e_0 zu gelangen streben, gestossen, und vermehrt daher ihre Geschwindigkeit von v' auf v'_1. Mit dieser Geschwindigkeit v'_1 stösst sie also mit e_1 gleichzeitig nach d_0, und wird daher der Kugel d_0 eine abermals vermehrte Geschwindigkeit v'_2 in der Richtung des Streifens gegen SW mittheilen; u. s. w.

Es wird also die Geschwindigkeit der, dem Streifen entlang bewegten, Lufttheilchen von der linken Seite, L, gegen der rechten, R, hin continuirlich zunehmen.

8. Die von den Streifen unserer Scheibe aufgenommenen und zerstörten Geschwindigkeiten bilden den Normaldruck gegen die beiden Hälften der Scheibe, dessen Moment für die linke Seite $+l$, für die rechte Seite aber $-r$ heissen soll, da ersteres eine Drehung der Scheibe rechts herum, letzteres eine Drehung links herum zu erzeugen strebt.

Diese Normal-Drucke und daher auch ihre Momente $+l$ und $-r$ sind proportional der Druckfläche und der Stärke (Geschwindigkeit v) des Windes. Sie sind überdiess proportional mit Cos φ, wenn φ den Winkel bezeichnet, den die Windrichtung mit der Normalen zur Ebene der Scheibe bildet. Für die undurchbrochene Scheibe sind sie somit einander gleich und zerstören sich gegenseitig.

Zu diesen kommen nun die Momente des Druckes, welchen die ruhige, nicht mit einer Geschwindigkeit versehene Luft auf die beiden Hälften ausübt, sowohl von vorn ($+l'$ und $-r'$) als von hinten ($-l'$ und $+r'$). Diese zerstören sich gegenseitig.

Durch die von L nach R hin wachsende Geschwindigkeit der längs der Scheibe strömenden Luft wird nun aber eine Verminderung des Drucks auf die Vorderseiten von R und L, oder ein negativer Druck erzeugt, dessen Momente wir mit $-\lambda$ und $+\varrho$ bezeichnen werden, da wiederum das erste links herum, das zweite rechts herum zu drehen strebt. — Diese Momente wachsen mit der sie erzeugenden Geschwindigkeit in der Richtung der Scheibe. — Für die Stellung C der Scheibe (vgl. §. 6) ist also der absolute Werth von ϱ grösser als derjenige von λ. Das allein übrig bleibende Moment $(\varrho - \lambda)$ ist also ein positives und sucht die Scheibe aus der Stellung C rechts herum in die Stellung B zu drehen.

II. Die durchlochte Scheibe.

9. Wir werden annehmen, dass das Loch auf der rechten Seite der Scheibe R angebracht sei; ihre Fläche f ist daher kleiner als diejenige, F, der linken Seite L. Wir unterscheiden auch hier die Stellungen: A in der Richtung des Windes, B senkrecht darauf (R nach W gekehrt), die Stellung C von NO nach SW gerichtet (R nach SW gekehrt), und ausserdem: die Stellung D, in der R nach NW, also L nach SO gekehrt ist.

Die Momente $+l'$ und $-r'$ der Drucke der ruhigen Luft auf die Vorderseiten von L und R sind hier nicht mehr einander gleich, aber ihre Differenz ist gleich und entgegengesetzt derjenigen der Momente $-l'$ und $+r'$ der Drucke der ruhigen Luft auf die Hinterseiten von L und R.

Dagegen erzeugt die durch das Loch in R durchstreichende Luft eine Verminderung, $-\varrho'$, des Druckmoments, $+r'$, auf die Hinterseite von R durch die bekannte ansaugende Wirkung des Luftstromes. Das Moment $-\varrho'$ wird ein Maximum $-\varrho'_m$ für die Stellung B, für welche der Winkel $\varphi = o$, den die Normale zur Scheibenfläche mit der Windrichtung bildet.

Die Momente $+l$ und $-r$, welche die Drucke auf die Vorderflächen L und R erzeugen, die herrühren von der Aufnahme der Geschwindigkeits-Componente v'', sind den Flächen F und f und dieser Geschwindigkeit proportional, für welche allgemein: $v'' = v \operatorname{Cos} \varphi$ gilt.

Man hat demnach $+l = +k\ v\ F \operatorname{Cos} \varphi$ und $-r = -k\ v\ f \operatorname{Cos} \varphi$. Setzt man nun $k\ v\,(F - f) = m$, so wird die Summe dieser 2 Momente $l - r = m \operatorname{Cos} \varphi$. Sie wird ein Maximum und gleich m für die Stellung B, wo $\varphi = o$ ist.

Die Momente $-\lambda$ und $+\varrho$, welche von der Verminderung des Druckes herrühren, die die Bewegung der Luft längs der Fläche der Scheibenhälften erzeugt, sollen,

wie oben in §. 8, für 2 undurchbrochene Scheibenhälften gelten. Der absolute Werth von λ ist dann respective grösser oder kleiner als derjenige von ϱ, je nachdem die zur Windrichtung senkrechte Reihe von Lufttheilchen, welche gegen die Scheibe hinströmt, zuerst R und dann L, oder zuerst L und dann R trifft.

Für die Stellung C (L nach NO gerichtet) ist daher die Summe von $-\lambda$ und $+\varrho$ ein positives Moment: $+(\varrho-\lambda)$.

Für die Stellung D (R nach NW gerichtet) ist dagegen diese Summe ein negatives Moment: $-(\lambda-\varrho)$.

Für die Stellung B (R nach W gerichtet) ist die Summe von $-\lambda$ nnd $+\varrho$ gleich Null, da zu beiden Seiten Symmetrie herrscht, also die absoluten Werthe von λ und ϱ einander gleich sein müssen.

Wenn nun aber die rechte Seite R durchlocht ist, so wird dadurch das Moment $+\varrho$ vermindert, was wir durch Hinzufügung einer Grösse, die wir als negatives Moment mit $-\varrho''$ bezeichnen, andeuten wollen. Diese Grösse $-\varrho''$ hängt offenbar von der Grösse und Lage des Loches ab.

10. Die 3 Stellungen B, C und D geben demnach folgende Drehungs-Momente:

B) $m - \varrho'_m - \varrho''$

C) $m \operatorname{Cos}\varphi - \varrho' - \varrho'' + (\varrho - \lambda)$

D) $m \operatorname{Cos}\varphi - \varrho' - \varrho'' - (\lambda - \varrho)$

Da $-\varrho'$ seinen Maxim.-Werth $-\varrho'_m$ für den Fall annimmt, indem auch $m \operatorname{Cos}\varphi$ seinen Maxim.-Werth m erhält, so ist die Summe der beiden ersten Glieder für alle 3 Fälle nicht sehr verschieden, und kann man leicht Lage und Grösse des Loches so wählen, dass die Summe der 3 ersten Glieder eine negative Grösse ist für alle 3 Stellungen. Dann ist also das resultirende Moment für

B negativ, dasjenige für D um so mehr negativ; dasjenige für C aber kann für einen gewissen Werth von φ gleich Null werden. Der Wind dreht also diese Scheibe aus der Stellung B sowohl, als um so mehr aus der Stellung D links herum, und bringt sie in einer Stellung, welche der Stellung C am nächsten steht, zum Gleichgewicht.

11. Die Stellung A der Scheibe nach der Windrichtung hat entweder 1) die durchlochte Seite R nach S gerichtet oder aber 2) dieselbe nach N gekehrt.

Beide Stellungen sind (labile) Gleichgewichtslagen, da auch hier die Wirkung des Windes völlige Symmetrie zeigt.

12. Wird von der Stellung A_1 aus die nach S gekehrte Seite R der Scheibe nur wenig nach W gedreht, so dass der Winkel φ nahe gleich 90^0, somit $90 - \varphi$ ein kleiner Winkel wird, so ist namentlich das Moment $+ (\varrho - \lambda)$ noch sehr klein. Da nämlich in diesem Falle die Componente v' (vgl. §. 8) der Geschwindigkeit v längs der Scheibenfläche, für die man hat $v' = v \operatorname{Sin} \varphi = v \operatorname{Cos} (90 - \varphi)$, nur um eine Grösse zweiter Ordnung von v verschieden ist, so ist auch die Geschwindigkeit der Lufttheilchen, die das Moment $+ \varrho$ erzeugt, von derjenigen, die $- \lambda$ hervorbringt, nicht merklich verschieden, und es ist daher $+ (\varrho - \lambda)$ sehr klein. Ebenso wird $- \varrho'$ und $- \varrho''$ noch sehr klein bleiben. Die sich entgegenwirkenden sehr kleinen Momente $- \varrho' - \varrho''$ und $+ (\varrho - \lambda)$ werden daher eine noch kleiner werdende Summe bilden, während $m \operatorname{Cos} \varphi$ sofort proportional mit der ersten Potenz des kleinen Ablenkungswinkels $90^0 - \varphi$ wächst. Das resultirende Moment: $m \operatorname{Cos} \varphi - \varrho' - \varrho'' + (\varrho - \lambda)$ ist daher positiv, und die Scheibe dreht sich aus der Stellung A gegen die Stellung C hin.

13. Wird hingegen von der Stellung A_2 aus die nach N gekehrte Seite R der Scheibe sehr wenig nach W gedreht, wofür wieder $90 - \varphi$ ein kleiner Winkel wird, so werden die kleinen Momente $-\varrho' - \varrho''$ und $-(\lambda - \varrho)$ sich nicht mehr entgegen wirken. Ihre Summe wird daher so gross werden, dass sie den Werth von $m \operatorname{Cos} \varphi$ übersteigt. Dann ist das resultirende Moment negativ, die Wirkung des Windes erzeugt also eine Drehung links herum; die Scheibe dreht sich in die Stellung D und von dieser durch die Stellung B in diejenige Stellung (C), in der sie ein stabiles Gleichgewicht annehmen kann.

14. Es versteht sich, dass, wenn die Scheibe mit ihrer durchlochten Seite R nach SW zeigend eine stabile Gleichgewichtslage annimmt, diess auch für die symmetrische Lage der Fall ist, in der die durchlochte Seite nach SO zeigt.

---

15. Zu den nach dem gleichen Princip zu erklärenden Erscheinungen, von denen ich in einem früheren Vortrag (siehe No. 437 dieser Mittheilungen) mehrere aufgeführt habe, gehören auch folgende zwei:

I. Eine Kugel (oder selbst ein unrunder Körper, eine Kartoffel u. dgl.) wird von einem vertikal aufsteigenden Wasserstrahl oder auch von einem Dampfstrahl oft lange Zeit balancirt. Das Gleichgewicht, in dem sich die Kugel befindet, wenn ihr Mittelpunkt in die Axe des Strahles fällt, ist also nicht ein labiles, für welches man dasselbe auf den ersten Blick zu halten geneigt ist, sondern ein stabiles.

In der That wird die Kugel, so lange sie nur wenig aus ihrer centralen Stellung in der Axe des Strahles herausgedrängt worden ist, durch die in dieser abgelenkten Lage auftretenden Kräfte nach der centralen Stellung zurückgeführt.

Nehmen wir an, die Kugel sei aus dieser centralen Stellung um eine kleine Grösse nach links herausgetreten, so ist zu zeigen, dass die dannzumal entstehenden Kräfte sie wieder nach rechts treiben.

Es ist nämlich in dieser abgelenkten Lage der Kugel auch der Wasserstrahl nicht mehr zu beiden Seiten derselben symmetrisch abgelenkt, d. h. in 2 gleich starke und zu gleicher Höhe an ihr aufsteigende Arme getheilt, wie man dies für die Gleichgewichtslage der Kugel annehmen kann, (sofern man dieselbe nur in der von rechts nach links durch die Axe des Hauptstrahls gelegten Ebene beweglich annimmt.)

Vielmehr wird der stärker gewordene, rechte Arm des Strahls steiler aufsteigen und eine grössere Geschwindigkeit beibehalten, der schwächere linke Arm dagegen mehr von der ursprünglich vertikalen Richtung abgelenkt werden, und darum auch stärker gegen die Kugel drücken, als er bei steilerem Emporsteigen, für gleiche Stärke, zu thun vermöchte. — Der rechte Arm des Strahles aber wird nicht nur vermöge seiner steileren Richtung, sondern auch in Folge seiner grösseren Geschwindigkeit weniger gegen die Kugel drücken.

Es sind daher 2 sich unterstützende Ursachen vorhanden, welche die Kugel nach rechts, d. h. in ihre Gleichgewichtslage zurückführen.

II. Die Sicherheitsventile versagen oft ihren Dienst, selbst wenn die Trennung von dem Ventilsitz bereits stattgefunden hat. Es rührt diess daher, dass der allzu heftig durch den ringförmigen Raum zwischen der Fläche des Ventilsitzes und der darauf liegenden Fläche des Ventiles hindurchströmende Dampf den Druck auf die letztere in sehr hohem Grade vermindert. — Der

Druck des Dampfes gegen die untere freie Fläche des Ventils vermag alsdann den Luftdruck gegen die obere nebst dem Gewicht des Ventils nicht mehr zu überwinden, und das kaum gehobene Ventil sinkt zurück. Auf solche Weise geht dasselbe in eine Reihe sehr kleiner Oscillationsbewegungen über (la soupape grippe), und lässt nur einen sehr kleinen Theil derjenigen Dampfmenge austreten, die es bei gehöriger Oeffnung — gemäss seiner Grösse und des vorhandenen Dampfdruckes — sollte austreten lassen.

Verzeichniss der für die Bibliothek der Schweizer. Naturf. Gesellschaft eingegangenen Geschenke.

Von den Herrn Verfassern:

1) Pigorini und Strobel: Die Terramara-Lager der Emilia. Erster Bericht; deutscher Auszug. Zürich 1863. 4⁰.
2) Strobel: Avanzi preromani raccolti nelle terramare e palafitte dell' Emilia; fasc. 1. Parma 1863. 4⁰.
3) Dr. Chr. Brügger von Churwalden: Ostrhätische Studien zur Geschichte des Badelebens, insbesondere der Curorte Bormio und St. Moritz. Zürich 1863. 8⁰.
4) Chr. G. Brügger von Churwalden: Bündner Algen, beobachtet im J. 1862. Chur. 8⁰.
5) Christener: Die Hieracien der Schweiz. Bern 1863. 4⁰.
6) Bachmann: Ueber petrefaktenreiche, exotische Jurablöcke im Flysch des Sihlthales und Toggenburgs. 1863. 8⁰.
7) Fournet: Détails concernant l'orographie et la géologie de la partie des Alpes comprise entre la Suisse et le comté de Nice. 1863. 8⁰.
8) di Brolo: Statistica della istruzione publica in Palermo dell' anno 1859. Palermo 1860. 8⁰.
9) Dollfus-Ausset: Matériaux pour l'étude des glaciers, II, III. Strasbourg 1863. 8⁰.
10) Fleischer: Die Missbildungen verschiedener landwirthschaftlichen Gewächse. Esslingen 1862. 8⁰.