

Hermann Nienhaus
Physik für das Lehramt
De Gruyter Studium

Weitere empfehlenswerte Titel



Physik für das Lehramt

Band 1: Mechanik und Wärmelehre

Hermann Nienhaus, 2017

ISBN 978-3-11-046912-7, e-ISBN (PDF) 978-3-11-046913-4,

e-ISBN (EPUB) 978-3-11-046917-2



Physik für das Lehramt

Band 3: Atom-, Kern- und Quantenphysik

Hermann Nienhaus, 2020

ISBN 978-3-11-046890-8, e-ISBN (PDF) 978-3-11-046897-7,

e-ISBN (EPUB) 978-3-11-046918-9



Physik für das Lehramt

Band 4: Kondensierte Materie

Hermann Nienhaus, 2021

ISBN 978-3-11-046914-1, e-ISBN (PDF) 978-3-11-046915-8,

e-ISBN (EPUB) 978-3-11-046922-6



Optik

Eugene Hecht, 2018

ISBN 978-3-11-052664-6, e-ISBN (PDF) 978-3-11-052665-3,

e-ISBN (EPUB) 978-3-11-052664-6



Thermodynamik

Vom Tautropfen zum Solarkraftwerk

Rainer Müller, 2016

ISBN 978-3-11-044531-2, e-ISBN (PDF) 978-3-11-044533-6,

e-ISBN (EPUB) 978-3-11-044544-2

Hermann Nienhaus

Physik für das Lehramt

Band 2: Elektrodynamik und Optik

DE GRUYTER

Autor

Prof. Dr. Hermann Nienhaus
Universität Duisburg-Essen
Fakultät für Physik
Lotharstr. 1
47057 Duisburg

ISBN 978-3-11-046908-0
e-ISBN (PDF) 978-3-11-046909-7
e-ISBN (EPUB) 978-3-11-046923-3

Library of Congress Control Number: 2018952437

Bibliografische Information der Deutschen Nationalbibliothek

Die Deutsche Nationalbibliothek verzeichnet diese Publikation in der Deutschen Nationalbibliografie; detaillierte bibliografische Daten sind im Internet über <http://dnb.dnb.de> abrufbar.

© 2019 Walter de Gruyter GmbH, Berlin/Boston
Umschlaggestaltung: Deutsches Elektronen-Synchrotron (DESY), Hamburg (Vorderseite),
Rolf Möller (Autorenbild Rückseite)
Satz: le-tex publishing services GmbH, Leipzig
Druck und Bindung: CPI books GmbH, Leck

www.degruyter.com

Vorwort

Angehende Physiklehrer im Sekundarbereich benötigen eine eigenständige Ausbildung im Fach Physik, die die besonderen Herausforderungen des Lehrers als Brückenbauer zwischen Fachwelt und Alltag der Schüler berücksichtigt. Die auf vier Bände angelegte Reihe *Physik für das Lehramt* trägt dieser Sache Rechnung, indem der moderne physikalische Kanon anschaulich und mit vielen Bezügen zu Effekten und Anwendungen aus der Erfahrungswelt behandelt wird. Die unumgängliche mathematische Beschreibung der Gesetzmäßigkeiten wird dabei auf das notwendige Maß zurückgenommen und gelegentlich nur skizzenhaft diskutiert. Die Reihe entwickelte sich aus dem viersemestrigen Kurs der Experimentalphysik für das Lehramt an der Universität Duisburg-Essen, an der seit vielen Jahren eine auf das Lehramt zugeschnittene Fachausbildung stattfindet.

Dieses Buch behandelt die klassische Elektrodynamik und darauf aufbauend als wichtige technische Anwendung die Wellen- und die Strahlenoptik. Der rote Faden beginnt in der Elektrostatik, geht über die Betrachtung stationärer elektrischer Ströme zur Magnetostatik und über die Induktion zu zeitabhängigen elektromagnetischen Phänomenen, dem schwingenden Dipol und schließlich zu den elektromagnetischen Wellen. Der abschließende Blick auf die Relativitätstheorie soll den tieferen Zusammenhang zwischen elektrischen und magnetischen Erscheinungen nahebringen. Er erklärt zum Beispiel, warum die magnetische Kraft anders als die elektrische keine Grundkraft ist, was einem Physiklehrer qualitativ gegenwärtig sein sollte.

Abweichend von einem Physiker muss ein Physiklehrer die maxwellsche Feldtheorie der Elektrodynamik nicht praktisch anwenden können. Sie wird auch nicht im Schulunterricht behandelt. Um in der Elektrizitätslehre aber kompetent zu unterrichten, sollte eine richtige Anschauung vom elektromagnetischen Feld und von seinen Eigenschaften vorhanden sein. Daher wird in diesem Buch mit einfacher Mathematik behutsam in die Physik der klassischen Felder eingeführt. Die Feldgleichungen werden nur in Integralform diskutiert und auf die Verwendung des Vektorpotenzials sowie der Hilfsfelder \vec{D} und \vec{H} wird zugunsten von Darstellungen elektrischer, magnetischer und optischer Phänomene, Geräte und Anwendungen verzichtet. Kurze Ergänzungen zur Theorie, Mathematik, Historie und zu technischen Aspekten vertiefen den Lehrstoff. Alle ergänzenden Einschübe können beim ersten Lesen auch übersprungen werden. Die Übungen sind als Aufgaben im Lehramtsstudium praktisch erprobt.

Bei aller Sorgfalt lassen sich Fehler vor allem in einer Erstauflage nicht vollständig vermeiden. Ich bin für jeden Korrekturvorschlag und für konstruktive Kritik dankbar. Diese können Sie gerne an mich persönlich per Email (hermann.nienhaus@uni-due.de) richten.

Danksagung: Dieses Buch wäre ohne die große Hilfe anderer nicht in dieser Form entstanden. Ich möchte mich für die intensive Unterstützung bei der Erstellung vieler

Fotografien bei Frau Christina Jerig und Herrn Christoph Höfges (Vorlesungssammlung Campus Essen) herzlich bedanken. Herrn MSc Hüseyin Azazoglu danke ich für die Herstellung der dreidimensionalen Feldlinienbilder. Frau Prof. Dr. Ute Kraus (Universität Hildesheim), Frau Prof. Dr. Gudrun Waldschmidt (Universität Hamburg), Frau Claudia Hinz (glorie.de), Herrn Helmut Wentsch (Universität Freiburg), Herrn Prof. Dr. Joachim Schlichting (Universität Münster), Herrn Ruben Jakob und Herrn Christian Wolff danke ich für die freundliche Überlassung herausragender Abbildungen und Fotografien. Für die kleinen technischen Hilfen bei der Abfassung des Manuskripts danke ich Frau Nadja Schedensack (DeGruyter-Verlag Berlin). Herrn Prof. Dr. Rolf Möller (Universität Duisburg-Essen) bin ich für die vielfältigen und erhellenden Diskussionen über vermeintlich einfache Phänomene in der Elektrizitätslehre und Optik besonders verbunden. Für die kompetente Unterstützung gilt mein Dank auch dem Deutschen Geoforschungszentrum Potsdam, der Helmholtz-Gesellschaft, dem Deutschen Elektronensynchrotron Hamburg, der Nexans GmbH und der Siemens AG.

Duisburg, im August 2018

Hermann Nienhaus

Inhalt

Vorwort — V

1 Einführung — 1

- 1.1 Vom Spektakel zur Wissenschaft — 1
- 1.2 Bedeutende Wissenschaftler — 3
- 1.3 Elektrische Größen im SI-Einheiten-System — 7
- 1.4 Tabellen — 8

2 Elektrostatik — 13

- 2.1 Elektrische Ladung — 13
 - 2.1.1 Phänomene — 13
 - 2.1.2 Ladungsträger — 14
 - 2.1.3 Influenz — 16
- 2.2 Kräfte auf Ladungen und elektrisches Feld — 19
 - 2.2.1 Coulomb-Gesetz — 19
 - 2.2.2 Elektrische Feldstärke — 22
 - 2.2.3 Elektrisches Potenzial und Spannung — 25
 - 2.2.4 Energieerhaltungssatz — 28
- 2.3 Elektrische Felder von mehreren Punktladungen — 33
 - 2.3.1 Gesamtfeld und Ladungsschwerpunkt — 33
 - 2.3.2 Elektrischer Dipol — 34
 - 2.3.3 Elektrischer Dipol in elektrischen Feldern — 39
- 2.4 Elektrische Felder beliebig verteilter Ladungen — 43
 - 2.4.1 Das Gesetz von Gauß — 43
 - 2.4.2 Felder einfacher Ladungsverteilungen — 46
 - 2.4.3 Der Plattenkondensator — 50
- 2.5 Kapazität — 54
 - 2.5.1 Definition — 54
 - 2.5.2 Kondensatoren — 55
 - 2.5.3 Zusammengeschaltete Kondensatoren — 58
- 2.6 Materie in elektrischen Feldern — 59
 - 2.6.1 Elektrische Leiter — 59
 - 2.6.2 Polarisation von Dielektrika — 62
 - 2.6.3 Dielektrika im Plattenkondensator — 65
 - 2.6.4 Elektrische Felder in Dielektrika — 69
- 2.7 Energiedichte des elektrischen Felds — 70
- 2.8 Anwendungen der Elektrostatik — 76
 - 2.8.1 Ablenkung geladener Teilchenströme im Vakuum — 76
 - 2.8.2 Millikan-Fletcher-Experiment — 77

2.8.3	Xerografie —	79
2.8.4	Elektrische Felder auf der Erde —	80
3	Elektrischer Strom —	85
3.1	Definition und Einordnung —	85
3.1.1	Elektrische Stromstärke —	85
3.1.2	Stromdichte —	86
3.1.3	Ladungserhaltung —	86
3.1.4	Arten elektrischer Ströme —	87
3.2	Ohmsches Gesetz —	89
3.2.1	Elektrisches Feld bei stationärem Strom —	89
3.2.2	Elektrische Leitfähigkeit —	90
3.2.3	Elektrischer Widerstand —	91
3.2.4	Mikroskopisches Modell des ohmschen Widerstands —	94
3.2.5	Temperaturabhängigkeit des elektrischen Widerstands in Feststoffen —	97
3.2.6	Stromleistung —	99
3.3	Gleichstromkreise —	100
3.3.1	Symbole und Darstellungen —	100
3.3.2	Kirchhoffsche Regeln —	102
3.3.3	Laden und Entladen von Kondensatoren —	104
3.4	Quellen und Messgeräte —	106
3.4.1	Innenwiderstände von Quellen —	106
3.4.2	Galvanische Zellen —	108
3.4.3	Strom- und Spannungsmessungen —	114
3.5	Andere elektrische Ströme – eine Übersicht —	116
3.5.1	Ionenleitung —	116
3.5.2	Elektrische Ströme in Gasen —	122
4	Magnetostatik —	130
4.1	Phänomene und Beobachtungen —	130
4.1.1	Magnetismus – seid alters vertraut —	130
4.1.2	Permanentmagnete —	131
4.1.3	Magnetfeld und elektrische Ströme —	136
4.2	Magnetisches Feld —	137
4.3	Lorentz-Kraft —	139
4.3.1	Definition —	139
4.3.2	Anwendungen —	140
4.4	Magnetfelder elektrischer Ströme —	147
4.4.1	Geradliniger Leiter —	147
4.4.2	Das Biot-Savart-Gesetz —	148

- 4.4.3 Ampèresches-Durchflutungsgesetz — 150
- 4.4.4 Das magnetische Dipolmoment — 155
- 4.4.5 Magnetisches Dipolmoment einer Punktladung auf einer Kreisbahn — 158
- 4.5 Materie im magnetischen Feld — 161
 - 4.5.1 Magnetisierung — 161
 - 4.5.2 Magnetismus der Materie — 162
 - 4.5.3 Magnetfeld an Grenzflächen — 167
 - 4.5.4 Ferromagnete in Spulen — 168
 - 4.5.5 Energiedichte des magnetischen Felds — 170
 - 4.5.6 Magnete — 170
- 4.6 Elektrostatik und Magnetostatik — 172
 - 4.6.1 Vektorpotenzial — 172
 - 4.6.2 Gegenüberstellung physikalischer Größen — 173
- 5 Induktion und Verschiebungsstrom — 177**
 - 5.1 Faradaysches Induktionsgesetz — 177
 - 5.1.1 Induktionsphänomene — 177
 - 5.1.2 Induktionsgesetz — 179
 - 5.1.3 Lenzsche Regel — 183
 - 5.2 Induktivität — 188
 - 5.2.1 Definition — 188
 - 5.2.2 Ein- und Auschaltvorgänge an Induktivitäten — 189
 - 5.2.3 Zusammengeschaltete Induktivitäten — 191
 - 5.2.4 Transformatoren — 191
 - 5.2.5 Energiedichte des magnetischen Felds — 197
 - 5.3 Maxwellscher Verschiebungsstrom — 198
 - 5.4 Umwandlung zwischen mechanischer und elektromagnetischer Energie — 200
 - 5.4.1 Generatoren — 200
 - 5.4.2 Elektromotoren — 205
- 6 Wechselspannungen und -ströme — 210**
 - 6.1 Grundbegriffe — 210
 - 6.1.1 Zeitabhängigkeiten — 210
 - 6.1.2 Effektivwerte — 211
 - 6.2 Komplexer Wechselstromwiderstand — 212
 - 6.2.1 Komplexe Zahlen – eine kurze Erinnerung — 213
 - 6.2.2 Anwendung komplexer Zahlen auf Wechselstromkreise — 214
 - 6.2.3 Zusammengeschaltete Impedanzen — 218

6.3	Der elektrische Schwingkreis — 224
6.3.1	Impedanz des Serienschwingkreis — 224
6.3.2	Der elektrische Schwingkreis als harmonischer Oszillator — 226
6.3.3	Der freie, gedämpfte elektrische Oszillator — 228
6.4	Hertzscher Dipol — 229
6.4.1	Vom elektrischen Schwingkreis zum schwingenden Dipol — 229
6.4.2	Ablösung des elektromagnetischen Felds — 231
6.4.3	Elektrische und magnetische Felder im Fernfeld des hertzschen Dipols — 234
6.5	Beschleunigte Punktladungen — 236
7	Elektromagnetische Wellen — 241
7.1	Eigenschaften elektromagnetischer Wellen im materiefreien Raum — 241
7.1.1	Wellengleichung — 241
7.1.2	Polarisation — 243
7.1.3	Spektrum — 245
7.1.4	Intensität — 250
7.1.5	Wellenimpuls und Strahlungsdruck — 251
7.1.6	Wellenausbreitung — 253
7.2	Elektromagnetische Wellen in Materie — 256
7.2.1	Reflexion — 256
7.2.2	Brechung — 256
7.2.3	Totalreflexion — 260
7.2.4	Brewster-Polarisation — 262
7.2.5	Dispersion — 263
7.2.6	Absorption — 268
7.2.7	Streuung — 270
7.3	Elektromagnetische Wellen in anisotropen und inhomogenen Medien — 271
7.3.1	Doppelbrechung — 272
7.3.2	Inhomogene Medien — 275
7.4	Polarisation elektromagnetischer Wellen — 277
8	Wellenoptik — 283
8.1	Kohärenz — 283
8.1.1	Superpositionsprinzip und Interferenz — 283
8.1.2	Kohärenz von Lichtwellen unterschiedlicher Quellen — 283
8.1.3	Kohärenzspalt — 284
8.2	Interferenz an dünnen Schichten — 285
8.2.1	Zweistrahlinterferenz — 286
8.2.2	Interferenz an Schichten wechselnder Dicke — 287

- 8.2.3 Vielstrahlinterferenz — **289**
- 8.3 Interferometrie — **292**
- 8.3.1 Prinzip — **292**
- 8.3.2 Anwendung: Michelson-Morley-Miller-Experimente und die Widerlegung der Ätherhypothese — **294**
- 8.4 Beugung — **299**
- 8.4.1 Grundlagen — **299**
- 8.4.2 Beugung am Strichgitter in Fraunhofer-Näherung — **301**
- 8.4.3 Beugung am Einfachspalt in Fraunhofer-Näherung — **307**
- 8.4.4 Beugung am Gitter mit endlich breiten Spalten in Fraunhofer-Näherung — **310**
- 8.4.5 Weitere Beugungsphänomene — **314**
- 9 Geometrische Optik — 319**
- 9.1 Grundlagen der Strahlenoptik — **319**
- 9.1.1 Begriffe — **319**
- 9.1.2 Licht und Schatten — **322**
- 9.1.3 Lochkamera — **323**
- 9.2 Spiegel — **324**
- 9.2.1 Ebener Spiegel — **324**
- 9.2.2 Sphärischer Hohlspiegel — **326**
- 9.3 Linsen — **331**
- 9.3.1 Abbildung durch eine brechende, sphärische Grenzfläche — **331**
- 9.3.2 Dünne Linsen — **333**
- 9.3.3 Die Brennebene — **339**
- 9.3.4 Zusammengesetzte dünne Linsen — **341**
- 9.4 Aberrationen — **342**
- 9.4.1 Monochromatische Aberrationen — **342**
- 9.4.2 Chromatische Aberration — **346**
- 9.5 Optische Instrumente — **347**
- 9.5.1 Das menschliche Auge — **347**
- 9.5.2 Die Lupe — **352**
- 9.5.3 Kepler-Fernrohr — **352**
- 9.5.4 Einfaches Mikroskop — **355**
- 9.6 Auflösungsvermögen optischer Instrumente — **356**
- 9.6.1 Rayleigh-Kriterium — **356**
- 9.6.2 Abbe-Kriterium — **359**
- 9.7 Wellenfronten in der gaußschen Optik — **360**
- 9.7.1 Sphärischer Hohlspiegel — **360**
- 9.7.2 Sphärische Sammellinse — **361**

10 Grundbegriffe der speziellen Relativitätstheorie — 365

- 10.1 Einsteinsche Kinematik — **365**
- 10.1.1 Postulate — **365**
- 10.1.2 Lorentz-Transformation — **366**
- 10.1.3 Der Verlust der Gleichzeitigkeit — **368**
- 10.1.4 Lorentz-Fitzgerald-Längenkontraktion — **368**
- 10.1.5 Zeitdilatation — **369**
- 10.2 Einsteinsche Dynamik — **372**
- 10.2.1 Impuls, Kraft und Massenzunahme — **372**
- 10.2.2 Kinetische Energie und Masse — **374**
- 10.3 Anwendung auf bewegte Ladungen — **376**
- 10.3.1 Magnetismus — **376**
- 10.3.2 Magnetfeld bewegter Punktladungen — **378**

Bildnachweis — 381

Stichwortverzeichnis — 382

E1 Erratum zu: Physik für das Lehramt

1 Einführung

1.1 Vom Spektakel zur Wissenschaft

Gewitterblitze und natürliche Entladungen lassen Menschen auch heute noch respektvoll staunen. Menschen der Frühzeit waren diesen elektrischen Naturphänomenen ebenso ausgesetzt und wurden durch diese oft in Schrecken versetzt. Auch die Anziehungskräfte zwischen natürlichen Magneten wurden schon vor einigen tausend Jahren beobachtet und sehr früh in China zur Bestimmung von Himmelsrichtungen genutzt.

Obwohl die Erscheinungen, die wir heute als *elektromagnetisch* bezeichnen, die Menschen sehr früh beschäftigten, war der Weg zur ihrer richtigen und vollständigen Beschreibung gewunden und weit. Die tieferen, physikalischen Ursachen liegen nämlich in der quantenphysikalischen Natur der Materie und selbst heute sind elektromagnetische Eigenschaften komplexer Materialien Gegenstand aktueller Forschung.

Bereits in der Antike machte man genaue Beobachtungen sowohl zu dem Wesen, dem Wirken und zur Entstehung von Blitzen als auch von magnetischen Phänomenen. Das ist beeindruckend bei **Lukrez** (vermutlich 99–55 v. Chr.) in dem sechsten Buch seines um 55 v. Chr. entstandenen Gedichts *Über die Natur der Dinge* [1.1] nachzulesen. Er gab verständlicherweise keine physikalische Begründung, jedoch brachte er Blitze klar mit Wetterphänomenen in Verbindung und warnte explizit davor, die Phänomene mystisch oder religiös zu erklären. Bis zur frühen Neuzeit existierten vereinzelte Abhandlungen zur Elektrizität, die aber in Vergessenheit gerieten. Magnetismus wurde vor allem praktisch eingesetzt, wie z. B. der Magnetkompass zur Navigation. Im naturwissenschaftlich-technischen Aufbruch des 16. und frühen 17. Jahrhunderts wurden die neuen mechanischen Prinzipien ausgearbeitet und die Erkenntnisse in der Optik praktisch genutzt. Die wenigen Arbeiten, wie z. B. von **William Gilbert** (1544–1603), zum Dipolcharakter der Magnete und zum Magnetfeld der Erde fanden nahezu keine Beachtung.

Erst einhundert Jahre später, mit Beginn des 18. Jahrhunderts, änderte sich die Situation grundlegend. Die Erzeugung elektrischer Wechselwirkungen durch Reiben verschiedener Stoffe aneinander war lange bekannt. Jedoch die eher unbeabsichtigte Erfindung der Elektrisiermaschine um 1660 durch den Magdeburger Bürgermeister **Otto von Guericke** (1602–1686) und die spätere Entdeckung des ersten Kondensators (*Leidener Flasche*) als Ladungsspeicher ermöglichte spektakuläre Demonstrationen in den Salons der höfischen Gesellschaft.

Das Interesse an der Elektrizität nahm einen dynamischen Aufschwung. Elektrische Entladungen wurden zur Unterhaltung aber auch zur Behandlung verschiedener Krankheitsleiden eingesetzt. Ein typisches Beispiel zeigt der historische Stich eines elektrischen Kusses in Abb. 1.1. Die Dame stand elektrisch isoliert auf einem Schemel und ließ sich offenbar gleichmütig mit der Elektrisiermaschine aufladen. Der (ge-



Abb. 1.1: Zeitgenössische Darstellung eines elektrischen Kusses (*baiser électrique*).



Abb. 1.2: Benjamin Franklin (1706–1790). Historische Fotografie des Gemäldes von Joseph Duplessis. Retrieved from the Library of Congress, USA, www.loc.gov/item/2004671903/.

erdete) Verehrer gab ihr einen Kuss, der mit einem Funken und der Entladung einherging. Diese Prozedur muss schmerzhaft gewesen sein und war wohl nur wegen der schlechten Isolation überhaupt zu ertragen. Es ist davon abzuraten, das Experiment heute mit modernen Influenzmaschinen und guter Isolation zu wiederholen.

Mit der allgemeinen Begeisterung stieg auch das wissenschaftliche Interesse an elektrostatischen Effekten. **Stephen Gray** (1666–1736) experimentierte mit der Reibungselektrizität und fand den Effekt der Influenz auf elektrische Leiter. Der französische Naturforscher **Charles François de Cisternay Dufay** (1698–1739) stand mit Gray in Kontakt und entdeckte die zwei Arten von Elektrizität, die er *glasartig* bzw. *harzartig* nannte. Nach dem Reiben an einem Wolltuch stoßen sich gleiche Materialien (Glas-Glas, Harz-Harz) ab, während sich Glas und Harz anziehen.

Wir kennen recht genau die Fortschritte in der qualitativen Beschreibung der Elektrizität im 18. Jahrhundert durch das Übersichtswerk *The history and present state of electricity, with original experiments* von **Joseph Priestley** (1733–1804) aus dem Jahr 1767. Aus der Fülle der damaligen Forscher wollen wir eine überragende Persönlichkeit dieser Epoche hervorheben. Der angesehene Diplomat und Unterzeichner der ameri-

kanischen Unabhängigkeitserklärung **Benjamin Franklin** (1706–1790) (Abb. 1.2) war auch ein enthusiastischer Forscher und Anwender elektrischer Phänomene. Er ließ Drachen zu Gewitterwolken hochsteigen, um mit Hilfe des Spitzeneffekts eine Leidener Flasche aufzuladen und damit die atmosphärische Elektrizität nachzuweisen. Ihm wird die Erfindung des Blitzableiters zugeschrieben. Er prägte den Begriff der *Ladung* und führte *Plus* und *Minus* für die Beschreibung des elektrischen Zustands ein. Dabei hatte Franklin noch die falsche Vorstellung, dass es nur eine Sorte von Ladung gibt, die er mit der positiven Glaselektrizität nach Dufay gleichsetzte und die mehr oder weniger vorhanden sei. Diese Idee hätte eine relative Ladungsskala zur Folge. Franklins Enthusiasmus für elektrische Effekte war allgemein bekannt. Ihm wurde nachgesagt, dass er in Gesellschaften Feuer mit elektrischen Funken entzündet, die Trinkgläser elektrisiert und die zubereitete Pute mit einem Stromstoß getötet haben soll [1.2].

1.2 Bedeutende Wissenschaftler

Um die Jahrhundertwende zum 19. Jahrhundert wurden verstärkt quantitativ belastbare Messungen durchgeführt und erste Theorien aufgestellt. Die Experimente verlagerten sich nach und nach von den Salons und Stuben in die neu entstandenen Labore. Es sollte das Jahrhundert der Elektrizität werden, die das alltägliche Leben nachhaltig und tiefgreifend veränderte. Viele Personen haben an der uns geläufigen Beschreibung der elektromagnetischen Effekte mitgewirkt. Weder die Auswahl noch die Würdigung der im Folgenden in aller Kürze dargestellten Persönlichkeiten haben den Anspruch auf Vollständigkeit. Der Überblick soll nur die enorme intellektuelle Leistung der Beteiligten erklären, aus den mannigfaltigen Effekten eine abgeschlossene Beschreibung der klassischen Elektrodynamik zu entwickeln.

Der französische Ingenieur und Offizier **Charles Augustin de Coulomb** (1736–1806) (Abb. 1.3 (a)) beschäftigte sich unter anderem mit Torsionsdrehwaagen (siehe Band 1) zur exakten Bestimmung von Anziehungs- und Abstoßungskräften. Er berichtete ab 1784 von Versuchen, die die Abstandsabhängigkeit der Kräfte zwischen elektrischen Ladungen von r^{-2} ergaben, wie man es von der Gravitation schon kannte.

Es dauerte verblüffend lange, bis die Verbindung zwischen elektrischem Strom und Magnetismus gefunden wurde. Ein Grund lag in dem Fehlen ausreichend konstanter Spannungsquellen, die Untersuchungen mit stärkeren Strömen ermöglichten. Erst um 1800 stellte der italienische Physiker **Alessandro Graf Volta** (1745–1827) (Abb. 1.3 (b)) seinen sogenannten *Säulenapparat* vor, der als erste Batterie funktionierte und aus mehreren galvanischen Elementen bestand. Die Arbeiten bauten auf Vorarbeiten von **Luigi Galvani** (1737–1798) auf, der die physiologische Elektrizität an Tiermuskeln erstmalig beschrieb.

Um 1820 berichtet der dänische Physiker und Naturphilosoph **Hans Christian Oersted** (1777–1851) von seiner aufsehenerregenden Beobachtung, dass elektrische Ströme Magneten beeinflussen. Davon inspiriert begann noch im selben Jahr



(a)



(b)

Abb. 1.3: (a) Charles Augustin de Coulomb (1736–1806). Mit freundlicher Genehmigung der AIP Emilio Segrè Visual Archives, E. Scott Barr Collection. (b) Alessandro Graf Volta (1745–1827). Mit freundlicher Genehmigung der AIP Emilio Segrè Visual Archives, Brittle Books Collection.

André Marie Ampère (1775–1836) (Abb. 1.4 (a)) seine Experimente zu den Wechselwirkungen zwischen elektrischen Strömen. Ampère formulierte daraufhin eine Theorie der elektromagnetischen Wechselwirkungen mit korrekten Kraftgesetzen. Die Beschreibung des Magnetismus in Materie durch elementare Ringströme geht auf ihn zurück. Er war ein sehr vielseitiger Gelehrter, der auch in der Mathematik bedeutende Beiträge leistete. Ungefähr um die gleiche Zeit (1826) gelang dem deutschen Physiker **Georg Simon Ohm** (1789–1854) (Abb. 1.4 (b)), die erstaunlich einfache und universelle Proportionalität zwischen Strom und Spannung bei elektrischen Leitern experimentell nachzuweisen. Auch wenn wir heute das ohmsche Gesetz schnell und leicht verifizieren können, war es seinerzeit wegen der instabilen Spannungs- und Stromquellen schwierig zu belegen. Ohm benutzte damals eine neuartige Stromquelle mit konstanter Spannung, das Thermoelement. Ohms Ergebnisse wurden zunächst skeptisch aufgenommen, aber später als Erlösung empfunden, die Ordnung in die mannigfaltigen Stromphänomene brachte.

Den Durchbruch zur Beschreibung des elektromagnetischen Felds verdanken wir zwei überragenden Forscherpersönlichkeiten, die sich kongenial ergänzten. Auf der Seite der Experimentalphysik steht **Michael Faraday** (1791–1867) (Abb. 1.5 (a)), der als Laborant im Labor des britischen Chemikers Humphry Davy begann. Davy nannte Faraday einmal seine wichtigste Entdeckung. Faraday war ein Autodidakt mit geringer mathematischer Vorbildung, der durch seinen Geist und sein Ausstrahlung bereits 1825 zum Direktor der Royal Institution berufen wurde. Er besaß eine erstaunliche Intuition und Erfindungsgabe, die sich in mehreren bahnbrechenden Entdeckungen und Arbeiten zeigten. Nach anfänglichen chemischen Forschungen widmete sich Fa-

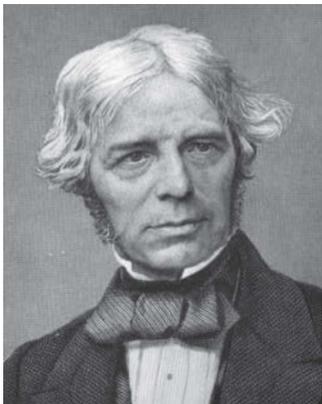


(a)



(b)

Abb. 1.4: (a) André Marie Ampère (1775–1836). Mit freundlicher Genehmigung der AIP Emilio Segrè Visual Archives, Brittle Books Collection. (b) Georg Simon Ohm (1789–1854). Mit freundlicher Genehmigung der AIP Emilio Segrè Visual Archives, E. Scott Barr Collection.



(a)



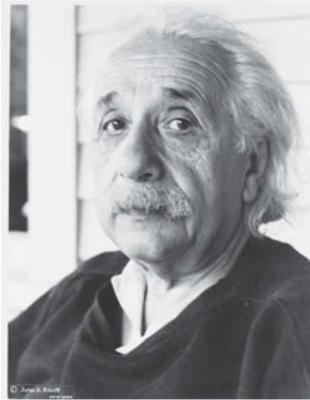
(b)

Abb. 1.5: (a) Michael Faraday (1791–1867). Mit freundlicher Genehmigung der AIP Emilio Segrè Visual Archives, E. Scott Barr Collection. (b) James Clerk Maxwell (1831–1879). Stich von G. J. Stodart. Mit freundlicher Genehmigung der AIP Emilio Segrè Visual Archives.

raday ab 1820 der Elektrizität. Er entdeckte die elektrische Induktion und machte damit einen wichtigen Schritt zum vollständigen Verständnis des Elektromagnetismus. Gleichzeitig legte sie die Grundlage für elektrische Motoren und Transformatoren. Faraday verwarf die Fernwirkungsvorstellung und entwickelte den physikalischen Feldbegriff. Dazu verwendete er erstmalig Kraftfeldlinien. Darüber hinaus formulierte er die Gesetze der Elektrolyse, beschäftigte sich tiefgehend mit Dielektrika und entdeckte später die Wirkung magnetischer Felder auf die Lichtpolarisation in optisch aktiven Medien.



(a)



(b)

Abb. 1.6: (a) Heinrich Hertz (1857–1894). Deutsches Museum. Mit freundlicher Genehmigung der AIP Emilio Segrè Visual Archives, Physics Today Collection. (b) Albert Einstein (1879–1955). Fotografie John D. Schiff. Retrieved from the Library of Congress, USA, www.loc.gov/item/92519650/.

Auf der theoretischen Seite widmete sich mit **James Clerk Maxwell** (1831–1879) (Abb. 1.5 (b)) ein ebenso genialer Physiker den elektromagnetischen Phänomenen. Obwohl 40 Jahre jünger als Faraday gab es einen fruchtbaren wissenschaftlichen Austausch zwischen den beiden. Maxwell erweiterte den faradayschen Verschiebungsstrom um eine Komponente und erfand eine umfassende, klassische Feldtheorie. Im Jahr 1873 fasste er die Erkenntnisse in seinem zweibändigen Werk *Treatise* zusammen, das auch die sogenannten *Maxwell-Gleichungen* enthält. Sie sind die Grundlage der klassischen Elektrodynamik, wie auch dieses Buch sie darstellt. Es sollte noch Jahrzehnte dauern, bis die Maxwell-Theorie gleichbedeutend wie die Newton-Mechanik als Grundpfeiler der klassischen Physik anerkannt wurde.

Maxwell erkannte schnell, dass seine Theorie die Existenz elektromagnetischer Wellen vorhersagte und er vermutete bereits, dass Licht nichts anderes sei als solche Wellen. Der erste experimentelle Nachweis von elektromagnetischen Wellen, die sich von einem Dipol ablösen, gelang dem deutschen Physiker **Heinrich Hertz** (1857–1894) (Abb. 1.6 (a)) im November 1886. Das Ergebnis war eine fundamentale Bestätigung der Maxwell-Theorie und gleichzeitig Startpunkt eines unternehmerischen Wettlaufs um die erste Nutzung der Wellen für die drahtlose Kommunikation.

Zuletzt sei **Albert Einstein** (1879–1955) (Abb. 1.6 (b)) erwähnt, der mit seiner Arbeit *Zur Elektrodynamik bewegter Körper* ein neues Weltbild schuf. Diese als spezielle Relativitätstheorie bezeichnete neuartige Transformationsmethode zwischen Inertialsystemen beruhte auf zwei einfachen Annahmen (siehe Kapitel 10) und konnte die inneren Widersprüche der klassischen Feldtheorie auflösen. Seine Arbeit zeigt, dass sich das magnetische Feld als relativistischer Effekt aus dem elektrischen Feld herleiten lässt.

Die Optik, die bis dahin als eigenständiges Gebiet der Physik galt, wurde durch die maxwellsche Theorie zu einer technischen Anwendung der Elektrodynamik. Daher findet man sie oft – wie auch in diesem Buch – als Kapitel im Themenbereich der Elektrizität.

1.3 Elektrische Größen im SI-Einheiten-System

In der derzeit gültigen Fassung des SI(*Systeme International d'Unites*)-Einheitensystems ist die Einheit der elektrischen Stromstärke – **Ampere** – eine Basiseinheit. Ihre Definition lautet:

Die Basiseinheit 1 **Ampere** (A) ist die Stärke eines zeitlich unveränderlichen elektrischen Stromes I , der, durch zwei im Vakuum parallel im Abstand 1 Meter voneinander angeordnete, geradlinige, unendlich lange Leiter von vernachlässigbar kleinem, kreisförmigem Querschnitt fließend, zwischen diesen Leitern je 1 Meter Leiterlänge die Kraft 2×10^{-7} N hervorrufen würde: $[I] = \text{A}$.

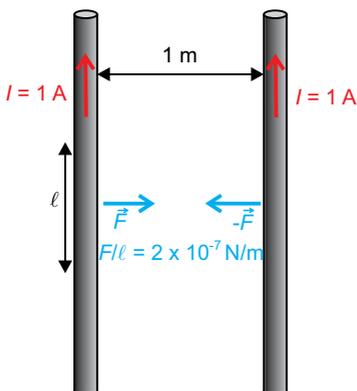


Abb. 1.7: Schematische Verdeutlichung der derzeit gültigen Definition der SI-Einheit *Ampere* für die Stromstärke.

Die Abb. 1.7 macht die Beschreibung schematisch klar. Die Formulierung verrät schon den idealen Charakter der Definition, die aber von keinem hohen praktischen Nutzen ist. Experimentelle Aufbauten, die diese Definition abbilden und auf einer Kraftmessung beruhen, erreichen relative Genauigkeiten von ungefähr 10^{-7} , was für moderne elektrische Anwendungen inakzeptabel ist. Insbesondere wird auf eine Kraft und damit auf die ungenaue Einheit der Masse zurückgegriffen.

Seit 1990 verwendet man daher praktische, elektrische Größen, die durch Quanteneffekte überall dargestellt und mit hoher Präzision reproduziert werden können.

Zum einen ergibt der sogenannte *Quanten-Hall-Effekt* die **von Klitzing-Konstante**

$$R_K = \frac{h}{e_0^2}$$

mit den Naturkonstanten h (Planck-Wirkungsquantum) und e_0 (Elementarladung). Die Konstante R_K stellt einen Widerstand dar, der 1990 aus praktischen Erwägungen auf den Wert

$$R_{K-90} = 25\,812,807\,\Omega$$

festgelegt wurde.

Der *Josephson-Effekt* ergibt die ebenfalls aus Naturkonstanten gebildete **Josephson-Konstante**

$$K_J = \frac{2e_0}{h},$$

der 1990 der Wert

$$K_{J-90} = 483\,597,9 \frac{\text{GHz}}{\text{V}}$$

zugewiesen wurde. Sie bietet zusammen mit der extrem genauen Zeitmessung einen Spannungsstandard. Mit diesen Effekten konnten viele Jahre elektrische Größen mit relativen Fehlern von 10^{-9} reproduziert werden.

Auch dieses ist heute nicht mehr ausreichend. Die seit Jahren angestrebte Quantenmetrologie verfolgt das Ziel, physikalische Grundeinheiten mit festgelegten numerischen Werten von Naturkonstanten zu definieren und durch Quanteneffekte praktisch zu reproduzieren. Man ist diesem Ziel sehr nahe, denn voraussichtlich tritt ab 2019 offiziell ein grundlegend reformiertes SI-Einheiten-System in Kraft [1.3]. Es beruht auf dem Zeitnormal der Cs-Atomuhr und fehlerfreien, festen Werten der Naturkonstanten h , e_0 , k_B (Boltzmann-Konstante), N_A (Avogadro-Konstante), c_0 (Vakuumlichtgeschwindigkeit) und dem technisch relevanten, photometrischen Strahlungsäquivalent K_{cd} . Auf die genauen Zahlenwerte wird man sich kurzfristig einigen. Das Ampere entspricht dann einer festen Zahl von Elementarladungen pro Sekunde.

1.4 Tabellen

In der Tab. 1.1 sind die numerischen Werte der für Band 1 und 2 der Reihe wichtigen Natur- und Fundamentalkonstanten mit Unsicherheiten angegeben. Es sind die derzeit gültigen Werte aufgelistet, die sich voraussichtlich ab 2019 durch die neuen Definitionen der Einheiten geringfügig ändern werden.

In Tab. 1.2 sind abgeleitete physikalische Größen und deren Einheiten aufgelistet, wie sie in den beiden ersten Bänden der Buchreihe vorkommen. Die Tab. 1.3 und Tab. 1.4 geben das griechische Alphabet bzw. Vorsätze zur Vergrößerung und Verkleinerung der Einheiten wieder.

Tab. 1.1: Natur- und Fundamentalkonstanten, die in Band 1 und 2 der Buchreihe verwendet werden.

Name	Zeichen	Wert	Einheit
Allgemeine Gaskonstante	R	8,314 459 8(48)	$\text{J mol}^{-1} \text{K}^{-1}$
Avogadro-Konstante	N_A	$6,022 140 857(74) \cdot 10^{23}$	mol^{-1}
Bohrsches Magneton	μ_B	$927,400 999 4(57) \cdot 10^{-26}$	JT^{-1}
Boltzmann-Konstante	k_B	$1,380 648 52(79) \cdot 10^{-23}$	JK^{-1}
Dielektrische Feldkonstante	ϵ_0	$8,854 187 817 \dots \cdot 10^{-12}$	$\text{As V}^{-1} \text{m}^{-1}$
Elementarladung	e_0	$1,602 176 620 8(98) \cdot 10^{-19}$	C
Faraday-Konstante	F	96 485,332 89(59)	C mol^{-1}
Gravitationskonstante	G	$6,674 08(31) \cdot 10^{-11}$	$\text{m}^3 \text{kg}^{-1} \text{s}^{-2}$
Magnetische Felskonstante	μ_0	$4\pi \cdot 10^{-7}$	$\text{Vs A}^{-1} \text{m}^{-1}$
Plancksches Wirkungsquantum	h	$6,626 070 040(81) \cdot 10^{-34}$	J s
Reduzierte Planck-Konstante	$\hbar = h/(2\pi)$	$1,054 571 800(13) \cdot 10^{-34}$	J s
Vakuumlichtgeschwindigkeit	c_0	299 792 458	m s^{-1}

Tab. 1.2: Übersicht über abgeleitete physikalische Größen und deren Einheiten aus den beiden ersten Bänden der Reihe.

Name	Zeichen	Einheiten
Abbildungsmaßstab	M_T	
Absorptionskoeffizient	α	m^{-1}
Arbeit	W	$\text{J} = \text{N m} = \text{kg m}^2 \text{s}^{-2}$
Beschleunigung	\ddot{a}	m s^{-2}
Beweglichkeit	μ	$\text{m}^2 \text{V}^{-1} \text{s}^{-1}$
Bildhöhe	B	m
Bildweite	b	m
Blindwiderstand	X	Ω
Brechkraft	D^*	$\text{dpt} = \text{m}^{-1}$
Brechungsindex	n	
Brennweite	f	m
Brewster-Winkel	α_B	
Coulombkraft	\vec{F}_C	$\text{N} = \text{kg m s}^{-2}$
Deutliche Sehweite	s_0	m
Dichte/Massendichte	ρ	kg m^{-3}
Dielektrische Funktion	$\epsilon(\omega)$	
Dielektrische Suszeptibilität	χ_e	
Dielektrische Verschiebung	\vec{D}	C m^{-2}
Drehimpuls	\vec{L}	$\text{kg m}^2 \text{s}^{-1}$
Drehmoment	\vec{M}	N m
Driftgeschwindigkeit	\vec{v}_D	m s^{-1}
Druck	p	$\text{Pa} = \text{N m}^{-2}$
Effektive Spannung	U_{eff}	$\text{V} = \text{J C}^{-1}$
Effektive Stromstärke	I_{eff}	$\text{A} = \text{C s}^{-1}$
Elektrische Feldenergiedichte	w_{el}	J m^{-3}
Elektrische Feldstärke	\vec{E}	$\text{N C}^{-1} = \text{V m}^{-1}$
Elektrische Leitfähigkeit	σ	$\Omega^{-1} \text{m}^{-1}$

Tab. 1.2: (Fortsetzung)

Name	Zeichen	Einheiten
Elektrische Stromstärke	I	$A = C s^{-1}$
Elektrischer Fluss	Φ_{el}	$V m$
Elektrisches Dipolmoment	\vec{p}_{el}	$C m$
Elektrisches Potenzial	φ_e, φ_{el}	$J C^{-1}$
Elektromagnetische Feldenergiedichte	w_{e-m}	$J m^{-3}$
Elektronegativität	χ	
Energie	E	$J = N m = kg m^2 s^{-2}$
Energiedichte	w	$J m^{-3}$
Entropie	S	$J K^{-1}$
Erdbeschleunigung	\vec{g}	$m s^{-2}$
Extinktionskoeffizient	κ	
Federkonstante	D	$N m^{-1} = kg s^{-2}$
Fläche	A	m^2
Flächenladungsdichte	σ_{el}	$C m^{-2}$
Flächenstoßrate	v_S	$m^{-2} s^{-1}$
Frequenz	f	$Hz = s^{-1}$
g-Faktor	g	
Gegenstandshöhe	G	m
Gegenstandsweite	g	m
Geschwindigkeit	\vec{v}	$m s^{-1}$
Gewichtskraft	\vec{F}_g	$N = kg m s^{-2}$
Gitterfaktor	$ G ^2$	
Gleitreibungskoeffizient	μ_G	
Gravitationskraft	\vec{F}_G	$N = kg m s^{-2}$
Gravitationspotenzial	φ_G	$J kg^{-1}$
Grenzwinkel	β_G	
Gruppengeschwindigkeit	\vec{v}_G	$m s^{-1}$
Güte	Q	
Gyromagnetisches Verhältnis	γ	$C kg^{-1}$
Haftreibungskoeffizient	μ_H	
Hall-Konstante	R_H	$m^3 C^{-1}$
Impedanz	$ Z $	$\Omega = VA^{-1}$
Impuls	\vec{p}	$kg m s^{-1}$
Induktionsspannung	U_{ind}	V
Induktivität	L	$H = Vs A^{-1} = \Omega s$
Innere Energie	U	$J = N m = kg m^2 s^{-2}$
Intensität	I	$W m^{-2}$
Kapazität	C	$CV^{-1} = F$
Kinetische Energie	E_{kin}	$J = N m = kg m^2 s^{-2}$
Komplexer Brechungsindex	\tilde{n}	
Komplexer Wechselstromwiderstand	Z	Ω
Kraft	\vec{F}	$N = kg m s^{-2}$
Kreisradiusvektor	\vec{R}	m
Ladung	q, Q	C
Ladungsdichte	ρ_q	$C m^{-3}$

Tab. 1.2: (Fortsetzung)

Name	Zeichen	Einheiten
Ladungsträgerdichte	n_q	m^{-3}
Leistung	P	$\text{W} = \text{J}/\text{s} = \text{kg m}^2 \text{s}^{-3}$
Linearer Ausdehnungskoeffizient	α	K^{-1}
Lorentz-Kraft	\vec{F}_L	$\text{N} = \text{kg m s}^{-2}$
Luftwiderstandsbeiwert	c_w	
Mach-Zahl	M	
Magnetische Feldenergiedichte	w_{mag}	J m^{-3}
Magnetische Feldstärke	\vec{B}	$\text{T} = \text{V s m}^{-2} = \text{kg A}^{-1} \text{s}^{-2}$
Magnetische Suszeptibilität	χ_m	
Magnetischer Fluss	Φ_{mag}	T m^2
Magnetisches Dipolmoment	\vec{p}_{mag}	A m^2
Magnetisierung	\vec{M}	A m^{-1}
Masse	m, M	kg
Numerische Apertur	NA	
Pegel	Q	$\text{B} = 10 \text{ dB}$
Periodendauer, Umlaufzeit	T	s
Polarisation	\vec{P}	C m^{-2}
Potenzielle Energie	E_{pot}	$\text{J} = \text{N m} = \text{kg m}^2 \text{s}^{-2}$
Poynting-Vektor	\vec{S}	W m^{-2}
Relaxationszeit	τ	s
Raumwinkel	Ω	sr
Relative DK/Permittivität	ϵ_r	
Relative Permeabilität	μ_r	
Reduzierte Masse	μ	kg
Reflexionsvermögen	R	
Rotationsenergie, Zentrifugalpotenzial	E_{rot}	$\text{J} = \text{N m} = \text{kg m}^2 \text{s}^{-2}$
Solarkonstante	E_0	W m^{-2}
Spannung	U	$\text{V} = \text{J C}^{-1}$
Spezifische Wärme	c	$\text{J K}^{-1} \text{kg}^{-1}$
Spezifischer Widerstand	ρ_{el}	$\Omega \text{ m}$
Strahlungsdruck	p_S	Pa
Stromdichte	\vec{j}	A m^{-2}
Strukturfaktor	$ F ^2$	
Temperatur	T	K
Trägheitsmoment	I	kg m^2
Transmissionsvermögen	T	
Vektorpotenzial	\vec{A}_M, \vec{A}	V s m^{-1}
Viskosität (dynamisch)	η	$\text{kg m}^{-1} \text{s}^{-1}$
Volumen	V	m^3
Volumenausdehnungskoeffizient	γ	K^{-1}
Wärme, Wärmemenge	Q	$\text{J} = \text{N m} = \text{kg m}^2 \text{s}^{-2}$
Wärmekapazität	C	J K^{-1}
Weg, Länge, Strecke, Ortsvektor	$\vec{r}, x, s, d, \ell \dots$	m
Wellenlänge	λ	m
Wellenvektor, Wellenzahl	\vec{k}, k	m^{-1}

Tab. 1.2: (Fortsetzung)

Name	Zeichen	Einheiten
Widerstand	R	$\Omega = \text{VA}^{-1}$
Winkel	$\alpha, \beta, \varphi, \vartheta \dots$	$^\circ, \text{rad} = (\pi/180)^\circ$
Winkelbeschleunigung	$\ddot{\alpha}$	s^{-2}
Winkelgeschwindigkeit, Kreisfrequenz	$\dot{\omega}, \omega$	s^{-1}
Wirkungsgrad	η	
Zentripetalbeschleunigung	\vec{a}_z	m s^{-2}
Zentrifugalkraft	\vec{F}_{zf}	$\text{N} = \text{kg m s}^{-2}$
Zentripetalkraft	\vec{F}_z	$\text{N} = \text{kg m s}^{-2}$
Zeit	t	s
Zyklotronfrequenz	ω_c	s^{-1}

Tab. 1.3: Griechisches Alphabet.

A, α	alpha	I, ι	iota	P, ρ	rho
B, β	beta	K, κ	kappa	Σ, σ	sigma
Γ, γ	gamma	Λ, λ	lambda	T, τ	tau
Δ, δ	delta	M, μ	mü	Υ, υ	ypsilon
E, ϵ	epsilon	N, ν	nü	Φ, ϕ, φ	phi
Z, ζ	zeta	Ξ, ξ	xi	X, χ	chi
H, η	eta	O, \omicron	omicron	Ψ, ψ	psi
$\Theta, \theta, \vartheta$	theta	Π, π	pi	Ω, ω	omega

Tab. 1.4: Vorsilben zur Vergrößerung und Verkleinerung von Einheiten.

Potenz	Name	Zeichen	Potenz	Name	Zeichen
10^{15}	Peta	P	10^{-1}	Dezi	d
10^{12}	Tera	T	10^{-2}	Zenti	c
10^9	Giga	G	10^{-3}	Milli	m
10^6	Mega	M	10^{-6}	Mikro	μ
10^3	Kilo	k	10^{-9}	Nano	n
10^2	Hekto	h	10^{-12}	Piko	p
10^1	Deka	da	10^{-15}	Femto	f

Quellenangaben

- [1.1] Lukrez, Über die Natur der Dinge, Übersetzung aus dem Lateinischen von Hermann Diels, 4. Auflage (Holzinger, 2015).
- [1.2] K. Simonyi, Kulturgeschichte der Physik, 3. Auflage (Harry Deutsch, 2001) S. 329.
- [1.3] *Experimente für das neue Internationale Einheitensystem (SI)*, PTB-Mitteilungen 02/2016; *Das neue Internationale Einheitensystem (SI)*, PTB-Infoblatt 03/2017.

2 Elektrostatik

Zwischen elektrisch geladenen Körpern wirken anziehende oder abstoßende Kräfte. Ausgehend von dieser Beobachtung werden wir in diesem Kapitel das Konzept der elektrischen Ladung einführen und ihrem Ursprung nachspüren. Die Elektrostatik beschreibt diese Phänomene unter der Annahme, dass die Ladungen ruhen. Das Kraftgesetz zwischen zwei Punktladungen und die Begriffe der elektrischen Feldstärke und der Kapazität werden diskutiert. Abschließend werden einige elektrostatische Naturerscheinungen und technische Anwendungen vorgestellt.

2.1 Elektrische Ladung

2.1.1 Phänomene

Aus dem Alltag wissen wir, wie lästig kleine Kunststoffteilchen oder Flusen an Kleidung oder trockenen Händen haften können, wie in Abb. 2.1 mit Watte und Holundermarkstückchen an einem Luftballon demonstriert. Dieser Effekt kann verstärkt werden, wenn die Teilchen an dem Stoff gerieben werden. So haften Luftballone besonders gut, wenn sie vorher an der Kleidung gerieben wurden (Abb. 2.1). Das Phänomen beruht auf der *Tribo-* oder *Reibungselektrizität*.

Betrachten wir das Phänomen systematischer, so finden wir nicht nur anziehende, sondern auch abstoßende Kräfte. Die Abb. 2.2 gibt schematisch die Beobachtung wieder, wenn Glas- und Kunststoffstäbe mit einem Wolltuch abgerieben und angenähert werden. Ein Stab liegt dabei drehbar auf einer Nadel auf. Werden abgeriebene Stäbe gleichen Materials angenähert, stoßen sich diese ab. Glas- und Kunststoffstäbe ziehen sich dagegen an. Dieses Phänomen verschwindet nach einer gewissen Zeit, die umso kürzer ist je höher die Luftfeuchte. Erst nach erneutem Abreiben ist es wieder zu beobachten. In historischen Experimenten wurden anstelle von Plastik Bernstein oder andere natürliche Harze verwendet.

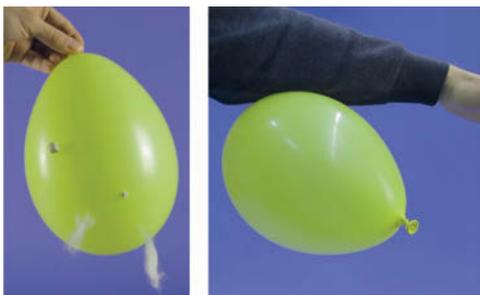


Abb. 2.1: Beispiele für die anziehende Wirkung zwischen durch Reibung elektrisch geladenen Materialien.

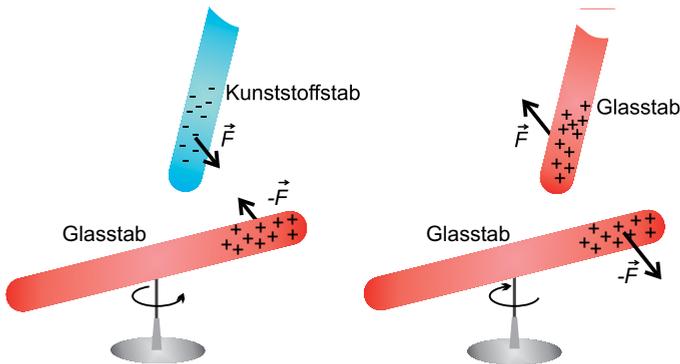


Abb. 2.2: Glas- und Kunststoffstäbe, die mit einem Wolltuch gerieben werden, tragen Ladungen unterschiedlicher Polarität. Gleich geladene Materialien stoßen sich ab, ungleich geladene ziehen sich an.

Mit dem Konzept der elektrischen Ladung gelingt es, diese Beobachtungen systematisch zu beschreiben. Durch die Reibung des Tuches an den Stäben werden diese elektrisch aufgeladen. In der Physik wird der elektrische Ladungszustand durch mathematische Vorzeichen ausgedrückt. Diese sind auch in Abb. 2.2 eingetragen. Die Vorzeichen der Stäbe erscheinen zunächst willkürlich. Jedoch wissen wir heute, dass in der gültigen Konvention der Ladungsvorzeichen der Glasstab positiv und der Kunststoffstab negativ geladen ist. Die Kraftwirkung zwischen den verschiedenen geladenen Materialien wird qualitativ durch das Konzept der **Polarität** erfasst.

- Es existieren positive (+) und negative (-) elektrische Ladungen.
- Ungleichnamige Ladungen (+/-) ziehen sich an.
- Gleichnamige Ladungen (+/+ oder -/-) stoßen sich ab.
- **Neutralität** bedeutet, dass ein Körper oder Stoff gleich viele positive wie negative Ladungen trägt. Man sagt, er ist *elektrisch neutral*.

2.1.2 Ladungsträger

Elektrische Ladung ist eine Eigenschaft der Materie und im Aufbau der Atome angelegt. Atome sind von außen betrachtet elektrisch neutral. Jedoch setzen sie sich aus Bausteinen zusammen, die charakteristische Ladungen tragen. Atome bestehen aus einem sehr kleinen Kern aus Protonen und Neutronen, der von einer Wolke von Elektronen umgeben ist, wie die Abb. 2.3 schematisch für ein Helium-Atom zeigt. Der Kern ist typischerweise 100 000-mal weniger ausgedehnt als die Elektronenwolke. Er enthält aber 99,95 % der Masse des Atoms! Im Helium-Atom ist der Kern zweifach positiv geladen, weil er aus zwei Protonen und zwei Neutronen besteht. Wegen der Neutrali-

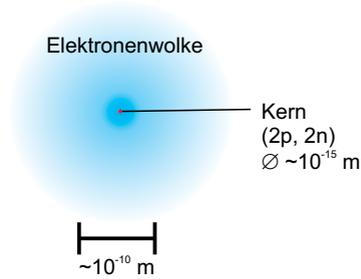


Abb. 2.3: Schematischer Aufbau eines Helium-Atoms mit zwei Protonen und zwei Neutronen im Kern und zwei Elektronen in der Elektronenwolke. Obwohl um fünf Größenordnungen kleiner als die Elektronenwolke trägt der Kern nahezu die gesamte Masse des Atoms.

Tab. 2.1: Grundbausteine der Atome. Die Zahlenwerte wurden auf drei Stellen hinter dem Komma gerundet.

Teilchen	Symbol	Masse [kg]	Ladung [e_0]	Magnetisches Moment [A m^2]
Elektron	e^-	$m_e = 9,109 \cdot 10^{-31}$	-1	$-928,476 \cdot 10^{-26}$
Proton	p^+, p	$m_p = 1,673 \cdot 10^{-27}$	+1	$+1,411 \cdot 10^{-26}$
Neutron	n	$m_n = 1,675 \cdot 10^{-27}$	0	$-0,966 \cdot 10^{-26}$

tät befinden sich in der Elektronenwolke zwei negative Elektronen. Den detaillierten Atomaufbau werden wir im Band 3 ausführlich vorstellen.

In der Tab. 2.1 sind Masse und elektrische Ladung der Atombausteine aufgelistet. Während Neutronen elektrisch neutral sind, tragen Elektron und Proton die entgegengesetzt gleiche elektrische Ladung mit dem festen Betrag der **Elementarladung** e_0 . Der Ursprung der elektrischen Phänomene in unserer Umwelt liegt also in den Ladungen von Proton und Elektron.

Weil die Elementarladung konstant ist, können elektrische Ladungen immer nur ganzzahlige Vielfache von e_0 sein. Ladung ist also keine kontinuierliche Größe. Kleine Variationen sind nur in winzigen Portionen (**Quanten**) möglich. Entsprechende physikalische Größen bezeichnet man als **quantisiert**. Der experimentelle Nachweis der *Quantisierung* der elektrischen Ladung gelang erstmalig im Millikan-Fletcher-Versuch (Abschnitt 2.8).

Wie Tab. 2.1 auch verdeutlicht, besitzt das Proton eine mehr als 1800-fach größere Masse als das Elektron. Elektrische Ladung ist immer mit einer Masse verbunden! Weil Atome in Molekülen, Flüssigkeiten oder Festkörpern Elektronen leicht aufnehmen oder abgeben können, sind elektrische Aufladungen in der materiellen Welt allgegenwärtig.

Die Bezeichnung *Elektron* wurde 1874 vom irischen Physiker George Johnstone Stoney (1826–1911) für die Elementarladung eingeführt und geht in Anspielung an die reibungselektrischen Experimente auf das griechische Wort $\eta\lambda\epsilon\kappa\tau\rho\nu$ für Bernstein zurück. Das Elementarteilchen Elektron wurde erst 23 Jahre später entdeckt.

Die genauen Vorgänge beim Ladungsübertrag durch Reiben verschiedener Materialien aneinander sind noch immer weitgehend ungeklärt. Die Aufladungsvorlieben



Teflon - Plastik - PVC - Acryl - Gummi - Harze - Papier - Nylon - Wolle - Glas - Katzenfell

Abb. 2.4: Qualitative triboelektrische Reihe. Weiter links stehende Stoffe werden bei Reibung eher negativ geladen.

der Materialien werden qualitativ durch die triboelektrische Reihe in Abb. 2.4 verdeutlicht. Werden zwei Stoffe z. B. durch Reibung miteinander in innigen Kontakt gebracht, wird sich das Material negativ aufladen, das in der Reihe weiter links steht. Wolle liegt zwischen Glas und Plastik, so dass sich – wie beobachtet – die Stäbe durch Reibung verschieden aufladen. In der Regel werden Elektronen übertragen, aber mikroskopische, geladene, stoffliche Ablagerungen sind auch möglich.

! Um die triboelektrischen Effekte zu beobachten, dürfen die übertragenen Elektronen nicht vom Material abfließen. Idealerweise sind sie ortsfest. Stoffe, in denen sich Elektronen nicht frei bewegen können, werden elektrische **Isolatoren** genannt. Bei hoher Luftfeuchtigkeit sind viele geladene Wassermoleküle in der Luft vorhanden. Sie können Elektronen aufnehmen und abgeben und verfälschen oder schwächen die Effekte.

Elektrische Ladungen sind an den elementaren Bausteinen der Materie gebunden. Anders als in der klassischen Physik ist die Masse in der modernen Physik keine Erhaltungsgröße. Jedoch gilt für Ladungen ein strenger

Ladungserhaltungssatz.

Ohne Ladungsaustausch mit der Umgebung bleibt die Gesamtladung eines physikalischen Systems konstant.

Atome oder Moleküle, die durch Elektronenabgabe oder -aufnahme geladen sind, werden **Ionen** genannt. Wie später noch erklärt, werden positiv (negativ) geladene Ionen als *Kationen* (*Anionen*) bezeichnet.

2.1.3 Influenz

Neben den Isolatoren gibt es **Metalle**, die elektrisch leitfähig sind. Sie sind **Elektronenleiter**, d. h. in ihnen sind Elektronen frei beweglich. Sie können durch Zuführen (Abziehen) von Elektronen negativ (positiv) aufgeladen werden. Die überschüssigen Ladungen in einem Metall nehmen einen möglichst großen Abstand zueinander ein, weil sich gleichnamige Ladungen abstoßen. Das ist in Abb. 2.5 (a) schematisch gezeigt. Die Ladung auf der elektrisch isolierten Metallkugel ist gleichmäßig auf der Oberfläche verteilt. Solche Metallkugeln können als *Ladungslöffel* verwendet werden, mit de-

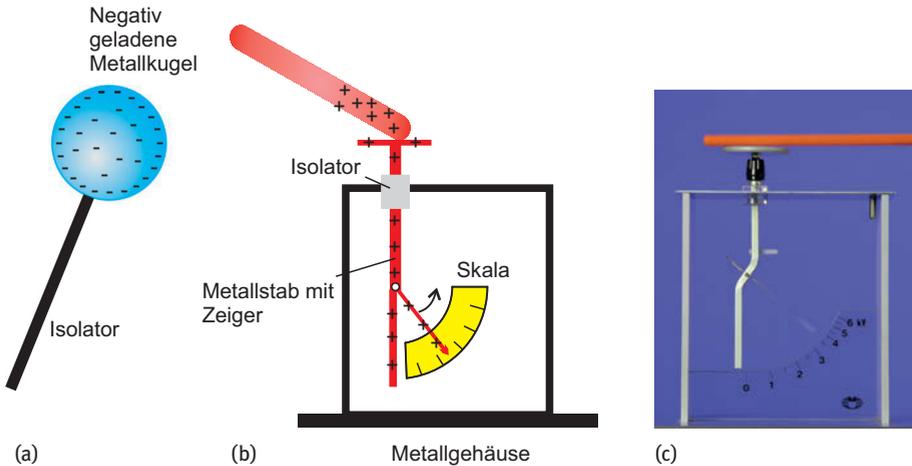


Abb. 2.5: (a) Geladene Metallkugel. Auf der Kugel verteilt sich die Ladung gleichmäßig. (b) Zeiger-Elektroskop zum Nachweis von Ladungen. (c) Zeiger-Elektroskop aus dem Unterricht.

nen Ladung räumlich transportiert wird. Berührt der Löffel einen anders geladenen metallischen Gegenstand, werden instantan Elektronen übertragen.

Die Abstoßung von Elektronen in Metallen macht man sich auch im mechanischen **Elektroskop** zum Nachweis von Ladung zunutze. In den Abb. 2.5 (b) und (c) ist exemplarisch ein Zeiger-Elektroskop abgebildet. Es besteht aus einem beweglichen Metallzeiger auf einem festen Metallbügel, der elektrisch geschützt und isoliert in einem transparenten Gehäuse angebracht wird. Aufladungen führen zu einer gleichmäßigen Verteilung der Ladung auf der Metalloberfläche. Die elektrostatische Abstoßung lässt den Zeiger ausschlagen. Das Instrument kann durchaus Ladungsmengen messen, jedoch nicht zwischen verschiedenen Polaritäten unterscheiden. Instrumente, die Ladungen quantitativ messen können, werden *Elektrometer* genannt.

Elektronen in Metallen werden auch infolge der Kraftwirkung durch äußere Ladungen verschoben, ohne dass diese auf das Metall übergehen. Dieser Effekt wird **Influenz** genannt und ist in Abb. 2.6 für verschiedene Szenarien dargestellt. Kommt ein geladener Isolator zwei in Kontakt stehenden Kugeln nahe, führt dieses zu einer Elektronenverschiebung (Abb. 2.6 (a)) und kann zur Ladungstrennung genutzt werden. Werden beide Kugeln in Abb. 2.6 (b) getrennt, sind sie entgegengesetzt gleich geladen.

Influenzerscheinungen lassen sich auch mit einem Elektroskop beobachten. Der positive Ladungslöffel in Abb. 2.6 (c) taucht in den Metallbecher des Elektrometers ein, ohne ihn zu berühren. Dadurch entsteht im Becher eine negative und außen auf dem Becher eine positive Influenzladung, die den Drehzeiger ausschlagen lässt. Die Fotografie demonstriert den Effekt an einem realen Elektroskop mit Elektrodenteller.

Man kann die positive Ladung auf dem Becher auch abfließen lassen, indem man ihn von außen mit einem *geerdeten* Kabel berührt. **Erdung** bedeutet die Verbindung mit einem idealerweise unendlich großen, elektrisch neutralen Metallsystem, wie z. B.

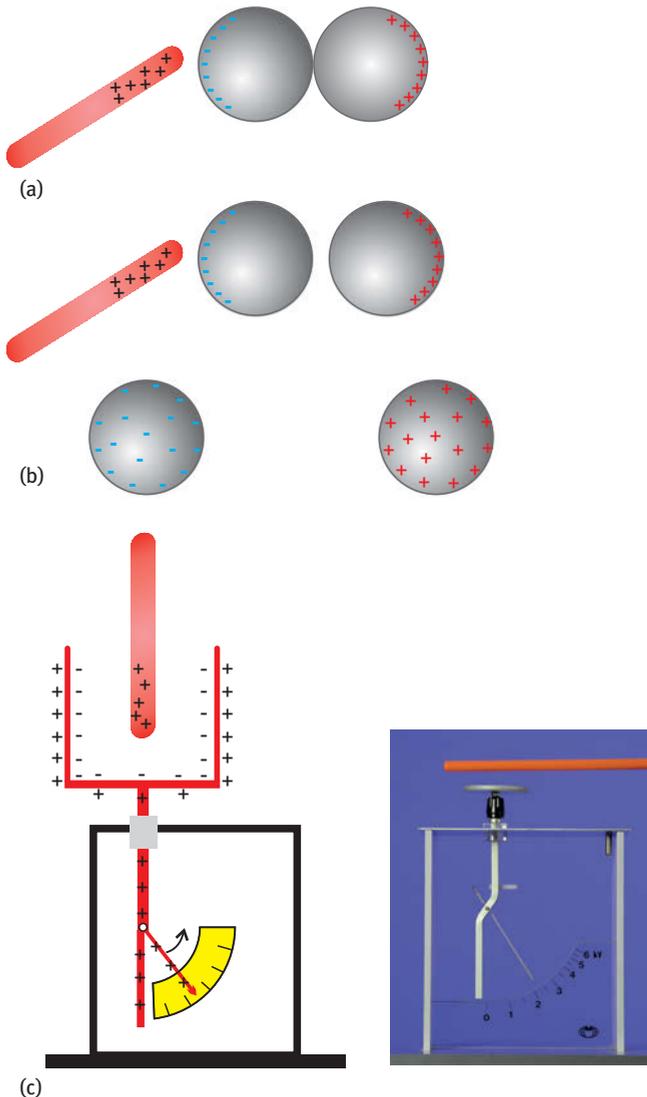


Abb. 2.6: (a) Laden von ursprünglich neutralen Metallkugeln durch berührungslose Influenz. Die influenzierende Ladung wird einer Kugel angenähert, was zur räumlichen Trennung der Ladungen führt. (b) Trennen der Kugeln und Entfernen der influenzierenden Ladung führt zu geladenen Kugeln. (c) Durch Influenz kann im Zeiger-Elektroskop ein Ausschlag hervorgerufen werden, obwohl das Instrument insgesamt neutral ist.

geerdeten Heizkörpern oder dem Erdkontakt in Steckdosen. Nach äußerer Erdung fällt der Drehzeiger in Abb. 2.6 (c) auf null zurück. Er schlägt wieder aus, wenn der geladene Löffel wieder herausgezogen wird, weil sich die Influenzladungen im Inneren des Bechers gleichmäßig verteilen.

2.2 Kräfte auf Ladungen und elektrisches Feld

Bisher haben wir rein phänomenologisch die Wirkungen von Ladungen betrachtet. Um elektrische Ladung als physikalische Größe mit Einheit zu definieren, benötigen wir eine Messvorschrift. Dazu müssen wir zunächst die Kraftwirkung zwischen Ladungen quantitativ erfassen.

2.2.1 Coulomb-Gesetz

Charles Auguste de Coulomb (1736–1806) konnte mit Hilfe einer Torsionsdrehwaage das Abstandsgesetz der Kraft zwischen zwei *Punktladungen* erstmals bestimmen. In der Abb. 2.7 (a) ist das historische Instrument und seine Einzelteile gezeigt. Es besteht im Wesentlichen aus einer Hantel mit zwei elektrisch isolierten Metallkugeln gleicher Masse, die über einen Ladungslöffel aufgeladen werden können. Die Hantel hängt an einem dünnen Torsionsfaden, der durch kleinste Drehmomente verdreht werden kann. Das Drehpendel hängt geschützt in einem Metallkäfig, damit andere äußere Ladungen nicht stören. Durch den Deckel des Käfigs kann eine weitere geladene Kugel (blau) eingeführt und einer Kugel der Hantel (rot) angenähert werden. Der Aufbau ähnelt der Cavendish-Drehwaage zur Messung der Gravitationskonstante (siehe Band 1, Kapitel 6).

Aus den Messungen ermittelt man das Gesetz für die **Coulomb-Kraft** zwischen zwei elektrischen Punktladungen q_1 und q_2 im Abstand r

$$\vec{F}_C = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q_1 \cdot q_2}{r^2} \vec{e}_r. \quad (2.1)$$

Das Gesetz wird durch Kraft-Gegenkraft-Paare in der Abb. 2.7 (b) veranschaulicht. Es gilt das newtonsche Wechselwirkungsgesetz mit der Vorzeichenkonvention

$$\begin{aligned} \vec{F}_C = -F_C \vec{e}_r &\Leftrightarrow q_1 \cdot q_2 < 0 \Leftrightarrow \text{anziehende Kraft bei ungleichnamigen Ladungen,} \\ \vec{F}_C = +F_C \vec{e}_r &\Leftrightarrow q_1 \cdot q_2 > 0 \Leftrightarrow \text{abstoßende Kraft bei gleichnamigen Ladungen.} \end{aligned}$$

Die Gl. (2.1) gilt in dieser Form nur im Vakuum. Man ermittelt aber für die Coulomb-Kräfte in Luft nahezu die gleichen Werte (siehe Abschnitt 2.6), so dass wir an dieser Stelle zwischen Vakuum und Luft nicht unterscheiden. !

In SI-Einheiten lautet der Wert der **dielektrischen Feldkonstante** (auch Permittivität oder Dielektrizitätskonstante) des Vakuums

$$\epsilon_0 = 8,854\,187\,817 \dots \cdot 10^{-12} \frac{\text{C}}{\text{V m}}. \quad (2.2)$$

Dieser Wert hat im SI-Einheitensystem keine Ungenauigkeit, weil er exakt definiert ist.

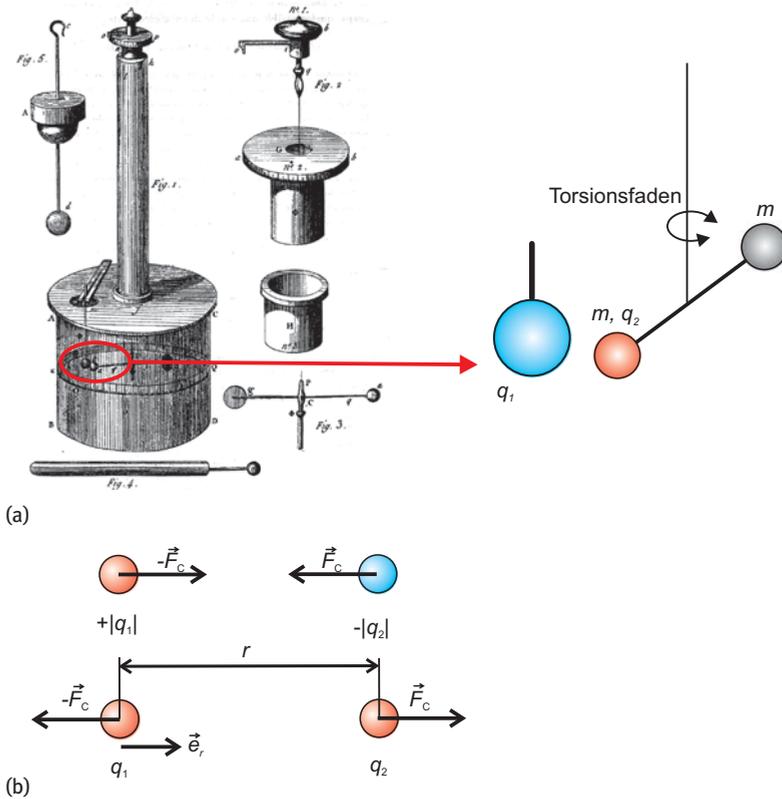


Abb. 2.7: (a) Coulombs Drehwaage zur Bestimmung des Abstandsgesetzes [2.1].
 (b) Kraft-Gegenkraft-Paare mit Ladungen.

Die Coulomb-Kraft ist wie die Gravitationskraft eine elementare Grundkraft der Physik, die wir auch als *elektromagnetische Wechselwirkung* bezeichnen. Ebenso wie die Gravitation ist sie eine konservative *Zentralkraft*, weil sie entlang der Verbindungsachse der Punktladungen wirkt und nur vom Abstand der Ladungen abhängt,

$$\vec{F}_C = f(r)\vec{e}_r . \tag{2.3}$$

Mit Gl. (2.1) kann man Größe und Einheit der

Ladung

$$q, Q , \quad [Q] = C = \text{Coulomb} ,$$

definieren.

Haben zwei ungleichnamige elektrische Punktladungen im Abstand von einem Meter vom Betrage jeweils ein Coulomb, ziehen sie sich mit einer Kraft von $9 \cdot 10^9$ N an. Diese immens große Kraft erklärt bereits, dass eine Ladung von 1 C sehr groß und als statische Ladung im Allgemeinen nicht vorkommt. Sie zeigt auch die Stärke der

elektrischen Kräfte. In unserem Alltag sind sie für die Wechselwirkung zwischen materiellen Dingen allein bestimmend. Die Gravitation spielt nur bei Massen kosmischen Ausmaßes eine Rolle.

Die Definition nach Gl. (2.1) ermöglicht auch, die Elementarladung in C anzugeben. Messungen z. B. im Millikan-Fletcher-Versuch (Abschnitt 2.8.2) ergeben den Wert dieser Naturkonstanten von

$$e_0 = 1,602\,176\,620\,8(98) \cdot 10^{-19} \text{ C} . \quad (2.4)$$

Wir werden e_0 immer als positive Zahl nehmen! Negative Ladungen wie beim Elektron erhalten stets ein Minuszeichen, auch wenn sie in Einheiten von e_0 angegeben werden.

Beispiele



1. Wasserstoffatom

Dass Gravitationskräfte beim Wirken von elektrischen Kräften auch im atomaren Bereich vollständig zu vernachlässigen sind, soll am Wasserstoffatom veranschaulicht werden. Es ist das einfachste Atom mit einem Proton im Kern und einem umgebenden Elektron. Der mittlere Abstand beider Teilchen beträgt ein Bohr-Radius $a_B \approx 5,29 \cdot 10^{-11} \text{ m}$, woraus eine Coulomb-Kraft von

$$|\vec{F}_C| = \frac{e_0^2}{4\pi\epsilon_0 a_B^2} = 8,2 \cdot 10^{-8} \text{ N}$$

folgt. Demgegenüber beträgt die Gravitationskraft zwischen Proton und Elektron nur

$$|\vec{F}_G| = G \frac{m_p m_e}{a_B^2} = 3,6 \cdot 10^{-47} \text{ N} ,$$

was um mehr als 39 Größenordnungen kleiner ist!

2. Flying stick – Schwebezauberstab

Elektrische Feldkräfte sind hinreichend groß, um leichte Objekte gegen die Gewichtskraft zum Schweben zu bringen, wie in Abb. 2.8 für einen Ring dargestellt.

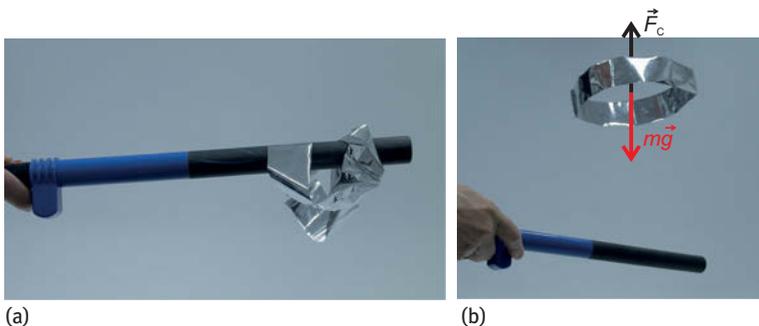


Abb. 2.8: Flying stick. (a) Ein Ring aus metallisierter Kunststoffolie wird am Stab aufgeladen. (b) Der Ring schwebt über dem Stab infolge der elektrostatischen Abstoßung.

Der *flying stick* wird elektrisch aufgeladen, indem ein kleiner eingebauter Elektromotor durch Reibung Ladung auf den Stab bringt.

Zunächst liegt der Ring aus Polyesterfolie auf dem Stab (Abb. 2.8 (a)). Weil die Folie mit einer extrem dünnen Aluminiumschicht bedeckt ist, geht ein Teil der erzeugten Ladung leicht vom Stab auf die Folie über. Schüttelt man die Figur ab, entfaltet sie sich durch elektrostatische Abstoßung und schwebt über dem Stab, weil er und die Figur Ladungen der gleichen Polarität tragen.

Aus Abb. 2.8 (b) wollen wir abschätzen, wie groß zwei gleiche Ladungen auf dem Stab bzw. der Folie sein müssten, um ein Schweben zu erreichen. Wir betrachten die Objekte als Punktladungen und gehen davon aus, dass der Polyesterring eine Masse von $m = 1 \text{ g}$ hat und sein Schwerpunkt ungefähr $d = 10 \text{ cm}$ oberhalb des Stabs ist. Dann folgt aus dem Kräftegleichgewicht zwischen Coulomb- und Gewichtskraft, $|\vec{F}_C| = mg$, eine Ladung auf Stab bzw. Folie von

$$q = d \sqrt{4\pi\epsilon_0 mg} = 0,1 \text{ m} \sqrt{4\pi \cdot 8,85 \cdot 10^{-12} \text{ C}/(\text{V m}) \cdot 10^{-3} \text{ kg} \cdot 9,81 \text{ m/s}^2} \\ \approx 10^{-7} \text{ C}.$$

Dabei haben wir die Einheitenrelation $\text{C}/(\text{V m}) = \text{C}^2/(\text{N m}^2)$ verwendet. Schon kleine Ladungen können beträchtliche Kräfte auf makroskopische Körper ausüben.

2.2.2 Elektrische Feldstärke

Die Wechselwirkung zwischen elektrischen Ladungen erfolgt nicht über ein materielles Medium. In der modernen Physik spricht man von einem **Feld**, das den Raum erfüllt. Ein solches Kraftfeld haben wir schon im Fall der Gravitation kennengelernt. Das *elektrische Feld* beschreibt die Kraftwirkung zwischen Ladungen. Seine Stärke wird durch die

Elektrische Feldstärke

$$\vec{E}(\vec{r}) = \frac{\vec{F}_C}{q}, \quad [\vec{E}] = \frac{\text{N}}{\text{C}} = \frac{\text{V}}{\text{m}}, \quad (2.5)$$

d. h. durch die Kraft auf eine **positive** Probeladung q geteilt durch die Ladung erfasst. Eine Probeladung ist dabei gedanklich so klein, dass ihr eigenes elektrisches Feld die Feldstärke am Ort \vec{r} nicht nennenswert stört.

Die elektrische Feldstärke $\vec{E}(\vec{r})$ ist ein **Vektorfeld**. Anstelle von Vektoren im Raum, verwenden wir üblicherweise **elektrische Feldlinien**, die den Kraftfeldlinien auf eine positive Probeladung entsprechen. Sie geben an einem Ort im Raum die Richtung der Kraft auf q an. Die Dichte der Feldlinien ist ein Maß für die Stärke des Felds bzw. der Kraft auf q .

Ist die Feldstärke eines elektrischen Felds konstant, $\vec{E} = \text{konstant}$, wird es als **homogen** bezeichnet. In einem homogenen elektrischen Feld verlaufen die Feldlinien parallel. Homogene Felder sind z. B. in Plattenkondensatoren zu finden.

Anwendungen

– Punktladungen

Das elektrische Feld einer Punktladung Q im Vakuum ist kugelsymmetrisch und lautet

$$\vec{E}(\vec{r}) = \frac{Q}{4\pi\epsilon_0 r^2} \vec{e}_r. \quad (2.6)$$

Das räumliche Vektorfeld ist schematisch in Abb. 2.9 (a) gezeichnet. Im Ursprung befindet sich eine positive Ladung Q . Die Pfeile geben Richtung und Stärke des Felds im Raum an und gehen radial von der Ladung nach außen. In der Abb. 2.9 (b) sind die radial nach außen verlaufenden elektrischen Feldlinien im Blau dreidimensional gezeichnet. Übersichtlicher sind Schnitte durch die dreidimensionale Feldverteilung, weshalb wir Felder als zweidimensionale Feldlinienbilder darstellen. Die Feldlinien einer positiven und einer negativen Punktladung Q sind in der Abb. 2.9 (c) und (d) als blaue Linien in der Zeichenebene gezeigt. Die schwarzen Kreise verbinden die Orte mit gleichem elektrischen Feldstärkebetrag in der Ebene. Im Raum entsprechen sie Kugelflächen um die Punktladungen.

Wie in Abschnitt 2.4.1 noch näher erläutert, lässt sich das Feldlinienbild auch wie ein Strömungsbild auffassen. Das elektrische Feld fließt von positiven zu negativen Ladungen. Deshalb bezeichnet man Ladungen Q auch als **Quellladungen** oder kurz **Quellen** des elektrischen Felds. Wie in Abb. 2.9 (c) und (d) zu erkennen, strömt aus einer positiven Ladung das Feld heraus (wahre Quelle), während es in die negative Ladung hineinströmt (Senke).

Elektrische Feldlinien können mit kleinen isolierenden Partikeln in einer nicht-leitenden viskosen Flüssigkeit sichtbar gemacht werden. In Abb. 2.9 (e) richten sich kleine Griesteilchen in Öl entlang der Feldlinien einer zentralen Ladung aus. Die zentrale Ladung wird durch ein rundes Metallplättchen auf hohem elektrischen Potenzial verwirklicht. Der Gries wird im Feld elektrisch polarisiert und ordnet sich durch die elektrische Kraft parallel zu den Feldlinien aus. Man kann aus dem Bild nicht auf die Polarität der zentralen Ladung schließen.

– Feldlinien vor einer Metalloberfläche

Elektrische Feldlinien stehen auf Metalloberflächen immer senkrecht, wie in Abb. 2.10 gezeigt. Gibt es noch eine parallel zur Oberfläche liegende Komponente von \vec{E} , verspüren die freien Ladungsträger eine Kraft in gleicher Richtung und sie bewegen sich solange, bis die Feldstärke schließlich senkrecht auf der Oberfläche steht. Die Ladungsträger können das Metall bei normalen Feldstärken nicht verlassen. Nur durch Aufbringen von ausreichender, äußerer Energie bzw. bei extrem großen Feldstärken werden Elektronen aus dem Material ausgelöst. Die in der Metalloberfläche influenzierte Ladung entspricht vom Betrage der Ladung vor

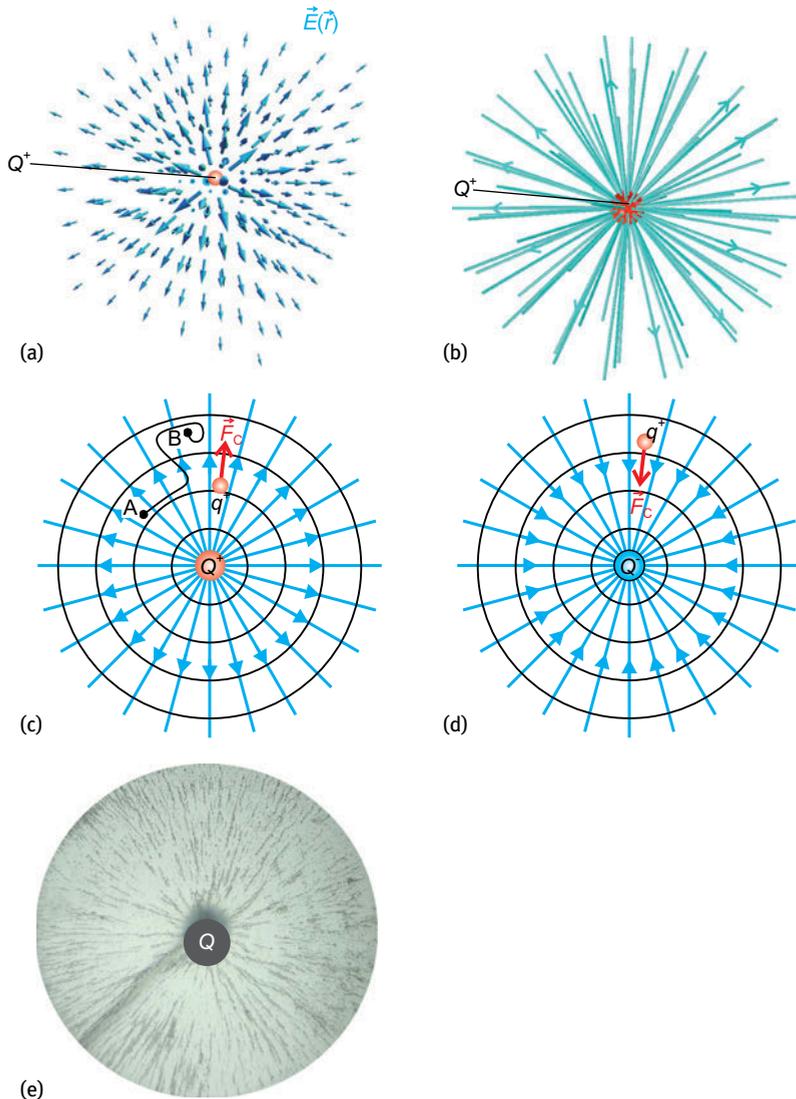


Abb. 2.9: (a) Dreidimensionales Vektorfeld der elektrischen Feldstärke einer positiven Punktladung. (b) Dreidimensionales Feldlinienbild einer positiven Punktladung. (c) Zweidimensionaler Schnitt durch das Feldlinienbild einer positiven Punktladung. (d) Zweidimensionaler Schnitt durch das Feldlinienbild einer negativen Punktladung. (e) Zweidimensionales Bild von ausgesenkten Griespartikeln in Öl unter der Wirkung einer Punktladung.

der Metalloberfläche. Sie ist wegen der variierenden Feldstärke nicht homogen in der Oberfläche verteilt. Wo viele Feldlinien auf die Oberfläche treffen, ist sie besonders groß. In Abschnitt 2.6.1 kommen wir auf diese Situation zurück und diskutieren sie im Modell der Spiegelladungen.

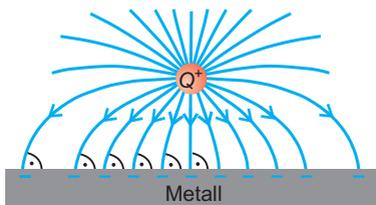


Abb. 2.10: Elektrische Feldlinien stehen immer senkrecht auf einer Metalloberfläche, weil Ladungen parallel zur Oberfläche frei verschiebbar sind.

2.2.3 Elektrisches Potenzial und Spannung

Das Coulomb-Kraftfeld ist *konservativ*. Wir können daraus – analog zum Gravitationsfeld – schließen, dass die Arbeit, eine Probeladung von Punkt A zu Punkt B zu bringen, nicht vom Weg abhängt. Das ist schematisch in der Abb. 2.9 (c) im Feld der positiven Ladung Q dargestellt. Die Arbeit W schreibt sich als Wegintegral

$$W = \int_A^B \vec{F}_m \cdot d\vec{r} = E_{\text{pot}}(B) - E_{\text{pot}}(A) = -\Delta E_{\text{pot}}. \quad (2.7)$$

Die Größe \vec{F}_m im Wegintegral entspricht der mechanischen Kraft, die eine Bewegung der Ladung gegen die elektrische Feldkraft erfordert. Sie ist also entgegengesetzt gleich der Feldkraft, $\vec{F}_m = -q\vec{E}$. In Gl. (2.7) gilt die bekannte Vorzeichenkonvention, dass aufzubringende Arbeit positiv ist. Dann ist die potenzielle Energie E_{pot} am Punkt B größer als am Punkt A und $\Delta E_{\text{pot}} = E_{\text{pot}}(A) - E_{\text{pot}}(B)$ ist negativ.

Wegen der Möglichkeit unterschiedlicher Polaritäten ist es sinnvoll, die mechanische Kraft durch die elektrische Feldstärke und die Ladung auszudrücken. Unter Berücksichtigung der Vorzeichen schreibt man

$$W = -q \int_A^B \vec{E} \cdot d\vec{r} = E_{\text{pot}}(B) - E_{\text{pot}}(A) = q[\varphi_e(B) - \varphi_e(A)]. \quad (2.8)$$

In Gl. (2.8) wird eine neue physikalische Größe eingeführt, die

Elektrostatistisches oder elektrisches Potenzial

$$\varphi_e(\vec{r}) = \frac{E_{\text{pot}}(\vec{r})}{q}, \quad [\varphi_e] = \frac{\text{J}}{\text{C}}, \quad (2.9)$$

genannt wird. Dabei ist E_{pot} die potenzielle Energie der Probeladung q im elektrischen Feld. Wie E_{pot} ist auch das elektrische Potenzial nur bis auf eine Konstante bestimmt. Das bedeutet, dass der Nullpunkt von φ_e frei wählbar ist und dass nur Differenzen von φ_e messbar sind!

In Abb. 2.9 (c) und (d) entsprechen die schwarzen Linien den Orten mit gleichem elektrischen Potenzial. Sie werden **Äquipotenzialflächen** bzw. **Äquipotenziallinien** genannt.

Wir erhalten aus den Relationen (2.8) und (2.9)

$$\Delta\varphi_e = \varphi_e(A) - \varphi_e(B) = \int_A^B \vec{E} \cdot d\vec{r}. \quad (2.10)$$

Im Band 1 haben wir schon erklärt, dass die Umkehrung des Wegintegrals der **Gradient** ist. Aus $\vec{F} = -\nabla E_{\text{pot}}(\vec{r}) = -q\nabla\varphi_e(\vec{r})$ können wir die elektrische Feldstärke als negativen Gradienten des elektrischen Potentials schreiben,

$$\vec{E}(\vec{r}) = -\nabla\varphi_e(\vec{r}). \quad (2.11)$$

Der Gradient wird durch den **Nabla-Operator** ∇ ausgedrückt. Er macht aus einer skalaren Funktion einen Vektor, der in Richtung der stärksten Veränderung der Funktion im Raum zeigt und dessen Länge die Steigung der Funktion in dieser Richtung ist. Er wird in kartesischen Koordinaten durch

$$\nabla\varphi_e = \begin{pmatrix} \frac{\partial\varphi_e}{\partial x} \\ \frac{\partial\varphi_e}{\partial y} \\ \frac{\partial\varphi_e}{\partial z} \end{pmatrix}. \quad (2.12)$$

berechnet.

! Es können nur Differenzen von elektrischen Potentialen gemessen werden. Eine Potentialdifferenz zwischen den Punkten A und B im Raum bezeichnet man als

Elektrische Spannung

$$U = \varphi_e(A) - \varphi_e(B) = \int_A^B \vec{E} \cdot d\vec{r}, \quad [U] = \frac{J}{C} = \text{Volt} = V. \quad (2.13)$$

Nach unserer Vorzeichenkonvention gilt für die Bewegung einer Ladung q von A nach B

$$\Delta E_{\text{pot}} = E_{\text{pot}}(A) - E_{\text{pot}}(B) = qU \quad (2.14)$$

und bedeutet, dass sich die potenzielle Energie einer Ladung q , die eine Spannung U durchfällt, um qU ändert. Ist die Spannung zwischen B und A positiv und die Ladung $q > 0$ C, ist die potenzielle Energie im Punkt B kleiner als in A. Dementsprechend ist $\Delta E_{\text{pot}} = -W > 0$ J und Arbeit kann durch die positive Ladung verrichtet werden.

! Beispiel: Positive Punktladung

Die Feldlinien einer zentralen Punktladung verlaufen radial geradlinig (Abb. 2.9 (b)). Alle komplizierten Integrale und Ableitungen können eindimensional geschrieben werden und die Formeln werden deutlich einfacher. Das elektrische Potential einer

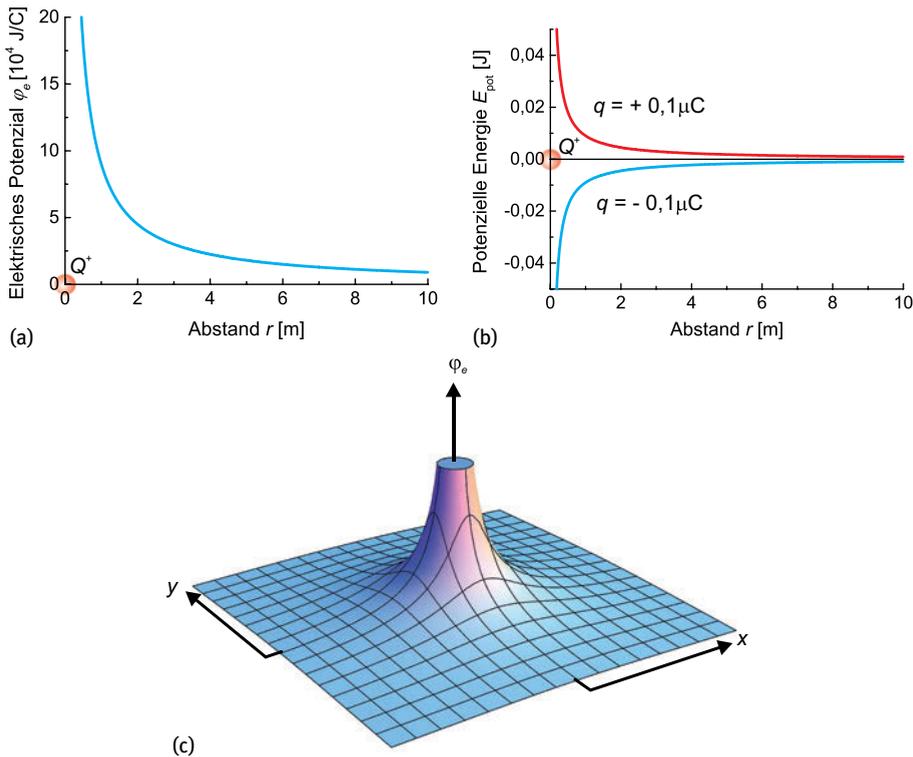


Abb. 2.11: (a) Elektrisches Potenzial einer Zentralladung von $10 \mu\text{C}$ als Funktion des Abstands. (b) Abstandsabhängigkeit der potenziellen Energie im Feld der Zentralladung für zwei Probeladungen q . (c) Dreidimensionale Darstellung des elektrischen Potenzials aus (a) über der x - y -Ebene.

Punktladung $Q > 0$ C lautet mit Gl. (2.6)

$$\varphi_e(r) - \varphi_e(r_0) = - \int_r^{r_0} \frac{Q}{4\pi\epsilon_0 r'^2} dr' = \frac{Q}{4\pi\epsilon_0} \left(\frac{1}{r} - \frac{1}{r_0} \right). \quad (2.15)$$

Wir wollen den Nullpunkt des Potenzials ins Unendliche legen, d. h. $\varphi_e(r_0 \rightarrow \infty) = 0$ J/C, so dass

$$\varphi_e(r) = \frac{Q}{4\pi\epsilon_0 r} \quad (2.16)$$

gilt. Das elektrische Potenzial $\varphi_e(r)$ einer positiven Zentralladung von $Q = 10 \mu\text{C}$ ist in der Abb. 2.11 (a) aufgetragen. Das elektrische Potenzial hat eine Unendlichkeitsstelle (Polstelle) am Nullpunkt und fällt in der Nähe der Ladung sehr stark ab. In einem Meter Entfernung beträgt es ungefähr $90\,000$ J/C. In Abb. 2.11 (c) ist das gleiche Potenzial dreidimensional über der x - y -Ebene gezeichnet. Die Wertebereiche gehen von -5 m bis $+5$ m und die Potenzialachse endet bei $2 \cdot 10^5$ J/C.

Das Vorzeichen der potenziellen Energie einer kleinen Probeladung q hängt von ihrem Ladungsvorzeichen ab, d. h.

$$E_{\text{pot}} = \frac{q \cdot Q}{4\pi\epsilon_0 r} = \begin{cases} > 0 \text{ J,} & \text{wenn } q > 0 \text{ C,} \\ < 0 \text{ J,} & \text{wenn } q < 0 \text{ C.} \end{cases} \quad (2.17)$$

Die Abstandsabhängigkeit der potenziellen Energie für zwei Probeladungen mit $q = +0,1 \mu\text{C}$ und $q = -0,1 \mu\text{C}$ im zentralen Feld von $Q = 10 \mu\text{C}$ ist in Abb. 2.11 (b) aufgetragen. In einem Meter von der Zentralladung Q beträgt die Energie 9 mJ. Für die Beschreibung des Felds ist es vorteilhafter, das elektrische Potenzial und nicht die potenzielle Energie zu betrachten, weil letztere auch noch vom Vorzeichen der Probeladung abhängt. Bei negativen Zentralladungen drehen sich alle Vorzeichen um. Hier ist Vorsicht geboten, um Vorzeichenfehler zu vermeiden.

Der negative Gradient von Gl. (2.16) liefert wieder das elektrische Feld, denn es gilt

$$\vec{E} = -\nabla\varphi_e(r) = -\frac{Q}{4\pi\epsilon_0} \begin{pmatrix} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{r}\right) \\ \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{1}{r}\right) \\ \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{1}{r}\right) \end{pmatrix}, \quad (2.18)$$

wobei

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{r}\right) = \frac{\partial}{\partial x} \frac{1}{\sqrt{x^2 + y^2 + z^2}} = -\frac{x}{r^3}, \quad (2.19)$$

was die bekannte Beziehung

$$\vec{E} = \frac{Q}{4\pi\epsilon_0 r^3} \begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix} = \frac{Q}{4\pi\epsilon_0 r^2} \vec{e}_r \quad (2.20)$$

reproduziert.

2.2.4 Energieerhaltungssatz

In einem konservativen Kraftfeld bleibt die Gesamtenergie erhalten. Für eine punktar-tige Probeladung im elektrischen Feld ist die Summe von kinetischer und potenzieller Energie konstant, d. h.

$$E_{\text{ges}} = E_{\text{kin}} + E_{\text{pot}} = E_{\text{kin}} + q\varphi_e = \text{konstant}. \quad (2.21)$$

Bewegt sich eine Ladung q von A nach B und durchläuft sie die Spannung $\varphi_e(A) - \varphi_e(B)$, beträgt die kinetische Energie am Punkt B

$$E_{\text{kin,B}} = E_{\text{kin,A}} + q(\varphi_e(A) - \varphi_e(B)) = E_{\text{kin,A}} + qU \quad (2.22)$$

Eine positive (negative) Ladung q gewinnt kinetische Energie beim Durchfallen einer positiven (negativen) Spannung U .

Gerade im Falle elementarer Ladungen ist es sinnvoll, eine angepasste Energieeinheit zu verwenden. Die Energieeinheit

Elektronenvolt

$$1 \text{ eV} = 1e_0 \cdot 1 \text{ V} = 1,602\,176\,620 \cdot 10^{-19} \text{ J} \quad (2.23)$$

entspricht dem kinetischen Energiegewinn einer Elementarladung beim Durchfallen einer Spannung von 1 V.

Beispiel: Beschleunigtes Elektron

Wird ein ruhendes Elektron durch eine Spannung von $-10\,000 \text{ V}$ beschleunigt, berechnet sich die Geschwindigkeit in der klassischen Mechanik nach

$$\frac{m_e v^2}{2} = -e_0 U \quad (2.24)$$

$$\Rightarrow v = \sqrt{\frac{-2e_0 U}{m_e}} = \sqrt{\frac{2 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 10\,000 \text{ J}}{9,1 \cdot 10^{-31} \text{ kg}}} = 5,93 \cdot 10^7 \frac{\text{m}}{\text{s}}. \quad (2.25)$$

In Gl. (2.24) wird die kinetische Energie als klassische Größe eingesetzt. Eine Spannung von $10\,000 \text{ V}$ bringt Elektronen schon auf eine Geschwindigkeit von mehr als 19% der Vakuumlichtgeschwindigkeit c_0 . Hier muss daher relativistisch gerechnet werden, wie in Kapitel 10 noch erläutert wird. In unserem Beispiel ist der relativistische Ansatz

$$(m(v) - m_e)c_0^2 = |e_0 U| \quad (2.26)$$

$$\Leftrightarrow \left(\frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c_0^2}}} - 1 \right) = \frac{|e_0 U|}{m_e c_0^2} \quad (2.27)$$

richtiger (siehe Gl. (10.24)). Nach der Geschwindigkeit im Laborsystem aufgelöst, erhält man für eine Beschleunigungsspannung von $-10\,000 \text{ V}$

$$v = c_0 \sqrt{1 - \frac{1}{\left(1 + \frac{|e_0 U|}{m_e c_0^2}\right)^2}} = 5,84 \cdot 10^7 \frac{\text{m}}{\text{s}}, \quad (2.28)$$

was durch die relativistische Massenzunahme des Elektrons ein wenig kleiner ist als der klassische Wert.

Anmerkung: Bahnkurven einer Ladung im zentralen Kraftfeld

Das Wasserstoffatom besteht aus einem relativ leichten, negativen Elektron und einem relativ schweren, positiven Proton. Die anziehende Coulomb-Kraft nach Gl. (2.1) ist mathematisch mit dem Gravitationsgesetz gleich jedoch mit anderen Vorfaktoren.