webes; diese ergibt sich z.B. aus der integralen Sendeleistung des betrachteten Senders und den geometrischen Gegebenheiten von Sender und Gewebe.

Durch den erstgenannten Parameter ist vorgegeben, welche mikroskopischen, d.h. auf atomarer oder molekularer Skala ablaufenden Prozesse als Schädigungsmechanismen möglich sind. Sobald diese Energie ausreicht, um z.B. an einer Stelle eines Proteins die Struktur der chemischen Bindung zu verändern, dann ist dieser Typ von Schädigungsprozess durch elektromagnetische Strahlung dieser Frequenz **immer** möglich, auch wenn deren makroskopische Energiedichte am Ort des Lebewesens beliebig klein ist. Diese Energiedichte bestimmt dann *nur noch* die Bestrahlungs**dauer**, die erforderliche ist, um ein bestimmtes Ausmaß an Schädung zu erreichen. Diese auf molekularer Ebene ablaufenden Schädigungsprozesse sind i.a. irreversibel, so dass es auch keinen echten Schwellwert für die Energiedichte gibt, unterhalb der **keine** Schädigung mehr auftritt. Die Angabe von zulässigen, d.h. als unbedenklich eingeordneten Grenzwerten basiert dann immer auf statistischen Überlegungen.

Reicht dagegen die Energie eines Photons nicht aus, um überhaupt irgendeine relevante Veränderung auf molekularer Basis zu bewirken, so kann man diese Schädigung auch durch Steigerung der lokalen Energiedichte nicht erzwingen. Als mögliche Schädigungsprozesse verbleiben nun makroskopische Effekte, z.B. :

- Die integrale Erwärmung des Gewebes durch Wechselwirkung zwischen dem Strahlungsfeld und gewissen kollektiven Anregungen des Gewebes als ganzem.
- Die quasi-statische Schädigung des Gewebes durch lokal auftretende hohe elektrische oder magnetische Feldstärken.

Für diesen Typ von Schädigung ist jedoch eine gewisse **Mindest-Energiestromdichte** erforderlich. Solange dieser Schwellwert nicht überschritten wird, ist auch eine sehr lange Exposition **unbedenklich**.

7.18 Tipps, Tricks und Spezialitäten (-)

(XXX: Der Kopftext zum Kapitel *Tipps, Tricks und Spezialitäten* ist noch nicht verfügbar.)

7.18.1 Der Umgang mit Wahrscheinlichkeitsgrößen (-)

Bereits in der Einleitung zum Abschnitt 7.4.10 habe ich auf die in nahezu allen Bereichen der Physik auftretenden Größen mit Wahrscheinlichkeitscharakter hingewiesen. Der Leser wird vielleicht schon selbst festgestellt haben, dass diese in der Literatur oft mit vergleichsweise schwammigen Formulierungen eingeführt werden, z.B. mit folgendem Wortlaut:
$g(v)$ ist gleich der Wahrscheinlichkeit, dass die Geschwindigkeit des betrachteten Teilchens zwischen v und $v + dv$ liegt.

Eine derartige Formulierung ist nicht nur wenig präzise, sie ist zumindest irreführend, konsequent betrachtet ist sie sogar falsch. Wie wir nämlich im Absatz *Zufallsgrößen / Verteilungsfunktion / Wahrscheinlichkeitsdichten* (S. 7.4.10) gelernt haben, ist die mit einer derartigen Formulierung gemeinte Wahrscheinlichkeitsdichte der Verteilung des Geschwindigkeitsbetrages eines Teilchens gar keine Wahrscheinlichkeit. Für sie gelten also die Gesetze für das Rechnen mit Wahrscheinlichkeiten **nicht**!

Ich empfehle daher, bei konkreten Berechnungen so lange als irgend möglich mit der jeweiligen **Verteilungsfunktion** zu rechnen. Diese ist **wirklich** eine Wahrscheinlichkeit, sie ist dimensionslos und unserer Anschauung i.a. viel leichter zugängig. Transformationen in andere Koordinatensysteme erzeugen bzgl. der Verteilungsfunktionen ebenfalls i.a. keinerlei Schwierigkeiten.

(XXX: Der weitere Text des Abschnitts *Der Umgang mit Wahrscheinlichkeitsgrößen* ist noch nicht verfügbar.)

7.18.2 Abschätzungen mit Hilfe von Mittelwerten (-)

Bei einer Vielzahl physikalischer Problemstellungen treten *Mittelwerte* auf, sei es als thermodynamische Mittelwerte oder auch als auf andere Art gewichtete oder ungewichtete Mittelwerte. Sobald es nun primär um eine mehr oder weniger grobe Abschätzung des Ergebnisses geht, liegt die Versuchung nahe, von vorn herein mit Mittelwerten auch der primären physikalischen Größen zu rechnen, diese Mittelwerte in die Beziehung für die gesuchte Größe einzusetzen und darauf zu vertrauen, dass das Ergebnis in etwa dem wahren Ergebnis entspricht. Nun muss aber bei jeder Mittelwertbildung nicht nur darauf geachtet werden, dass die jeweils korrekte Gewichtung verwendet wird, die aber nicht für alle auftretenden Größen die gleiche sein muss. Es muss auch zusätzlich noch die richtige Reihenfolge beachtet werden. Denn i.a. ist keinesfalls der Mittelwert der Funktionswerte gleich dem Funktionswert der gemittelten Ausgangswerte,

$$\langle f(x,y)\rangle \neq f(\langle x\rangle, \langle y\rangle) \tag{7.499}$$

Lediglich bei linearen Funktionen darf, wegen der Linearitätseigenschaft des Skalarproduktes, so vorgegangen werden. Bekanntlich gilt diese Beziehung bereits für die Bildung des Quadrates nicht,

$$\left\langle x^2\right\rangle \neq \langle x\rangle^2 \tag{7.500}$$

Denn die Differenz dieser beiden Größen bestimmt gerade die Varianz von x, s. Gl. 7.239. Obwohl diese Zusammenhänge allgemein bekannt sind, wird immer wieder dagegen verstoßen und relativ großzügig mit der Reihenfolge der jeweils benutzten Mittelwertbildungen umgegangen.

Als warnendes wissenschaftshistorisch reales Beispiel nenne ich das Problem der sog. *kritischen Masse* an U_{235} für den spontanen Einsatz der Kettenreaktion (s. Abschnitt 7.17.3). Um zu einem Schätzwert für diesen Schwellwert zu gelangen, schätzte Heisenberg (wie anfangs wohl auch andere Physiker) die Masse einer Kugel aus U_{235} ab, bei der ein durch spontanen Zerfall entstandenes (schnelles) Neutron gerade mit einer Wahrscheinlichkeit von $\frac{1}{2{,}3}$ wieder eine Spaltungsreaktion auslöst, die bekanntermaßen ihrerseits pro Reaktion im Mittel $2,3$ schnelle Neutronen freisetzt. Insgesamt entsteht dann im Mittel gerade wieder 1 schnelles Neutron. Heisenberg kam auf diese Weise auf eine kritische Masse an U_{235} von $13 \cdot t$! Er berechnete also den mittleren Diffusionsweg eines Neutrons von der Entstehung bis zur Auslösung einer Kernreaktion und hielt die auf diese Weise berechnete Kugelmasse für eine brauchbare Abschätzung der kritischen Masse. Sir (seit 1968) *Rudolf Ernst Peierls* (* 1907 in Berlin; † 1995 in Oxford(England)) dagegen schätzte 1940 im Exil in England zusammen mit *Otto Frisch* (* 1904 in Wien; † 1979 in Cambridge(England)) ab, ab welcher Mindestmasse die mittlere **Reproduktionsrate** einer sehr großen Zahl von spontan entstandenen Neutronen den Wert 1 überschreitet. D.h. er berechnete unmittelbar die eigentlich gefragte Größe, nämlich den Mittelwert der Anzahl an schnellen Neutronen, die ein (anfangs) schnelles Neutron im Laufe seines Verweilens in der Uranmasse insgesamt erzeugt. Das Ergebnis seiner Abschätzung war eine kritische Masse von knapp $1 \cdot kg$, also ein um 4 Größenordnungen kleinerer Wert ([25])! Der heute akzeptierte Literaturwert beträgt $49 \cdot kg$. Bei der von Heisenberg geforderten Situation erreicht die Reproduktionsrate bereits den Wert von 3. Diese durch Peierls gelieferte Information führte zum sofortigen Start des Manhattan-Projektes in den USA. Heisenberg dagegen vertraute fest auf seine persönliche Abschätzung, bis er am 06.08.1945 - bereits in britischer Internierung - von der Atombomben-Explosion über Hiroshima erfuhr.

7.18.3 Natürliche Kernspaltungs-Reaktoren (-/-)

(XXX: Der Text des Abschnitts *Natürliche Kernspaltungs-Reaktoren* ist noch nicht verfügbar.)

7.18.4 Die kalte Fusion (-/-)

(XXX: Der Text des Abschnitts *Die kalte Fusion* ist noch nicht verfügbar.)

(XXX: Der weitere Text des Kapitels *Tipps, Tricks und Spezialitäten* ist noch nicht verfügbar.)

7.19 Aufgaben (-)

1. (XXX: Der Text dieser Aufgabe ist noch nicht verfügbar.)

2. Bestimme näherungsweise die Bindungsenergie des Wasserstoff-Atoms durch Berechnung des Minimums der Gesamtenergie des Systems. Setze hierfür die Summe aus der elektrostatischen Feldenergie und der aus der Unschärferelation abgeschätzten Lokalisationsenergie des Elektrons an.

3. Betrachte den Vektorraum der im Interval $[-1; +1]$ stetig differenzierbaren und quadrat-integrierbaren Funktionen (s. Gl. 7.135) mit dem über die Gl. 7.136 definierten Skalarprodukt. Berechne ausgehend von den Polynomen x^i über das

Schmidtsche Orthonormierungs-Verfahren (Gl. 7.125) einen Satz von abzählbar unendlich vielen orthonormierten Vektoren.

4. Beweise, dass jedes Legendre-Polynom die zugehörige Legendre-Differenzialgleichung erfüllt. Verwende hierzu die Gl. 7.152 und 7.153.

5. (XXX: Der Text dieser Aufgabe ist noch nicht verfügbar.)

6. (XXX: Der Text dieser Aufgabe ist noch nicht verfügbar.)

7. (XXX: Der Text dieser Aufgabe ist noch nicht verfügbar.)

8. (XXX: Der Text dieser Aufgabe ist noch nicht verfügbar.)

9. Beweise den Satz 128: 2 Operatoren besitzen genau dann gemeinsame Eigenvektoren (mit i.a. unterschiedlichen Eigenwerten), wenn sie miteinander kommutieren

10. (XXX: Der Text dieser Aufgabe ist noch nicht verfügbar.)

11. Eine Dispersion von Teilchen im Größenbereich von einigen μm in einer Flüssigkeit wurde in einem Lichtmikroskop aufgenommen. Bei der bildanalytischen Auswertung dieser Aufnahme zeigte sich, dass für den Durchmesser d aller detektierten Teilchen die Bedingung

$$2 \cdot \mu m < d \leq 20 \cdot \mu m \tag{7.501}$$

erfüllt war. Darauf hin wurde dieser Durchmesserbereich in 13 Intervalle I_k von jeweils $1 \cdot \mu m$ Breite eingeteilt,

$$I_1 = (2 \cdot \mu m; 3 \cdot \mu m] \quad \text{etc.} \tag{7.502}$$

und die Anzahl der Teilchen bestimmt, deren Durchmesser in jeweils eines dieser Intervalle fiel. Im Ergebnis befanden sich in allen Intervallen annähernd die gleichen Anzahl N_1 von Teilchen. Bestimme die Verteilungsfunktion und die Dichte dieser Verteilung
a) bezogen auf den Teilchen-Durchmesser;
b) bezogen auf das Teilchen-Volumen.

12. (XXX: Der Text dieser Aufgabe ist noch nicht verfügbar.)

13. (XXX: Der Text dieser Aufgabe ist noch nicht verfügbar.)

14. Berechne die Masse an sog. natürlichen Uran, die ein Mensch ständig bei sich haben kann (z.B. in seine Kleidung eingenäht), ohne sich einer signifikant erhöhten Strahlungsgefährdung auszusetzen.

15. (XXX: Der Text der weiteren, noch vorgesehenen Aufgaben ist noch nicht verfügbar.)

7.20 Zahlenwerte (-)

$g_e = 2.002319$

.

Zerfallsdaten einiger langlebiger radioaktiver Isotope, sortiert nach ihrer Halbwertszeit $\boldsymbol{\tau}_{1/2}$.
Zusätzlich angegeben sind die bei diesem Zerfall emittierte (oder absorbierte) Strahlung und deren kinetische Energie ΔE. Existieren mehrere unterschiedliche Zerfallsprozesse, so wurde nur der jeweils häufiste Prozess aufgeführt. Ist der Ergebniskern dieses Prozesses seinerseits nicht stabil, so wird diese Zerfallsreihe gedanklich solange fortgesetzt, bis ein Kern entstanden ist, dessen Halbwertszeit zumindest deutlich größer ist als die Halbwertszeit des betrachteten Ausgangskerns. Dieser Kern wird in der Tabelle als *Endkern* bezeichnet und die während dieser Serie von radioaktiven Zerfällen insgesamt frei werdende kinetische Energie als ΔE_{ges}.

Isotop	$\boldsymbol{\tau}_{1/2}$ $/a$	**Strahlg**	ΔE $/MeV$	**Endkern**	ΔE_{ges} $/MeV$
Te_{52}^{128}	$7,2 \cdot 10^{24}$	$2 \cdot e^-$		Xe_{54}^{128}	
Te_{52}^{130}	$7,9 \cdot 10^{21}$	$2 \cdot e^-$		Xe_{54}^{130}	
Bi_{83}^{209}	$1,9 \cdot 10^{19}$	He_2^4	$3,137$	Tl_{81}^{205}	
Pb_{82}^{204}	$1,4 \cdot 10^{17}$	He_2^4		Hg_{80}^{200}	
Sm_{62}^{148}	$7 \cdot 10^{15}$	He_2^4		Ce_{58}^{140}	
Cr_{58}^{142}	$5 \cdot 10^{15}$	He_2^4		Ba_{56}^{138}	
Nd_{60}^{144}	$2,1 \cdot 10^{15}$	He_2^4		Ce_{58}^{140}	
Os_{76}^{186}	$2 \cdot 10^{15}$	He_2^4		W_{74}^{182}	
Hf_{72}^{174}	$2 \cdot 10^{15}$	He_2^4		Yb_{70}^{170}	
In_{49}^{115}	$6 \cdot 10^{14}$	e^-		Sn_{50}^{115}	
Sm_{62}^{149}	$4 \cdot 10^{14}$	He_2^4		Nd_{60}^{145}	
V_{23}^{50}	$5 \cdot 10^{14}$	e^-		Cr_{24}^{50}	
Dy_{66}^{156}	$2 \cdot 10^{14}$	He_2^4		Nd_{60}^{144}	

Gd_{64}^{152}	$1,1 \cdot 10^{14}$	He_2^4		Nd_{60}^{144}	
Pt_{78}^{190}	$6,1 \cdot 10^{11}$	He_2^4		Os_{76}^{186}	
Te_{52}^{123}	$1,2 \cdot 10^{13}$	e^-		J_{53}^{123} ?	
La_{57}^{138}	$1,4 \cdot 10^{11}$	e^-		Ce_{58}^{138}	
Sm_{62}^{147}	$1,1 \cdot 10^{11}$	He_2^4		Nd_{60}^{143}	
Re_{75}^{187}	$5 \cdot 10^{10}$	e^-		Os_{76}^{187}	
Rb_{37}^{87}	$4,7 \cdot 10^{10}$	e^-		Sr_{38}^{87}	
Lu_{71}^{176}	$3,6 \cdot 10^{10}$	He_2^4		Tm_{69}^{172} ?	
Th_{90}^{232}	$1,41 \cdot 10^{10}$	He_2^4	$4,083$	Pb_{82}^{208}	$43,94$
U_{92}^{238}	$4,47 \cdot 10^{9}$	He_2^4	$4,270$	Th_{90}^{234}	$52,52$
K_{19}^{40}	$1,27 \cdot 10^{9}$	e^-		Ca_{20}^{40}	
U_{92}^{235}	$7,038 \cdot 10^{8}$	He_2^4	$4,679$	Pb_{82}^{207}	$59,21$
Pu_{94}^{244}	$8 \cdot 10^{7}$	He_2^4			
Sm_{62}^{146}	$5 \cdot 10^{7}$	He_2^4		Nd_{60}^{142}	
Cm_{96}^{247}	$1,56 \cdot 10^{7}$	He_2^4	$5,353$		
J_{53}^{129}	$1,6 \cdot 10^{7}$	e^-		Xe_{54}^{129}	
Np_{93}^{237}	$2,144 \cdot 10^{6}$	He_2^4		Tl_{81}^{205}	
Zr_{40}^{93}	10^{6}	e^-		Nb_{41}^{93}	
Al_{13}^{26}	$7,4 \cdot 10^{5}$	e^+		Mg_{12}^{26}	
Cl_{17}^{36}	$3,08 \cdot 10^{5}$	e^-		Ar_{18}^{36}	
U_{92}^{233}	$1,592 \cdot 10^{5}$	He_2^4	$4,909$	Bi_{83}^{209}	$40,64$
Tc_{43}^{99}	$2,1 \cdot 10^{5}$	e^-		Ru_{44}^{99}	
Th_{90}^{230}	$7,51 \cdot 10^{4}$	He_2^4		Ra_{88}^{226} ?	
Pa_{91}^{231}	$3,25 \cdot 10^{4}$	He_2^4			
Se_{34}^{79}	$6 \cdot 10^{4}$	e^-		Br_{35}^{79}	
Pm_{91}^{231}	$3,4 \cdot 10^{4}$	He_2^4			
Pu_{94}^{239}	$2,44 \cdot 10^{4}$	He_2^4			
Cs_{55}^{135}	$2 \cdot 10^{4}$	e^-		Ba_{56}^{135}	
Nb_{41}^{94}	$2 \cdot 10^{4}$	e^-		Mo_{42}^{94}	
C_6^{14}	$5,73 \cdot 10^{3}$	e^-		C_6^{14}	
Ra_{88}^{226}	$1,60 \cdot 10^{3}$	He_2^4		Pb_{82}^{206}	
Cs_{55}^{137}	30	e^-		Ba_{56}^{137}	
Sr_{38}^{90}	29	e^-		Zr_{40}^{90}	
Eu_{63}^{152}	$13,5$	$-e^-$		Sm_{62}^{152}	
H_1^3	$12,32$	e^-		He_2^3	
Kr_{36}^{85}	$10,7$	e^-		Rb_{37}^{85}	

(Quelle: insbesondere [1] und [2] aus Heft 15, sowie [31])

Wirkungsquerschnitt einiger Stoßprozesse

Edukte	**Produkte**	$\Delta E/MeV$	$\sigma/barn$
$C_6^{12} + H_1^1$			

(XXX: Der weitere Text des Kapitels *Zahlenwerte* ist noch nicht verfügbar.)

7.21 Literatur (-)

1. P. Lenard, Erzeugung von Kathodenstrahlen durch ultraviolettes Licht, Ann. d. Physik Bd. 307 (1900) Heft 6, S. 359-375
2. (XXX: Das an dieser Stelle vorgesehene Literaturzitat ist noch nicht verfügbar.)
3. C.J. Davisson, L.A. Germer, Diffraction of Electrons by an Crystal of Nickel, Phys.Rev. 30 (1927) p. 705-740
4. D.P. Mitchell, P.N. Powers, Bragg Reflection of Slow Neutrons, Phys. Rev. 50 (1936) p. 486-487
5. H.v. Halban, P. Preiswerk, preuve expérimentale de la diffraction des neutrons, Comptes Rendus Acad. Sci. Paris 203 (1936) p. 73-75
6. I. Estermann, O. Stern, Beugung von Molekularstrahlen, Zeitschr. f. Physik 61 (1930), S. 95-125
7. A. Zeilinger et al., Wave-particel duality of C60 molecules, Nature 401 (1999), p. 680-682
8. L. de Broglie, Recherches sur la Theorie des Quantas, Diss. 1924 Faculté des Sciences Université de Paris
9. John Simmons, Who is Who der Wissenschaft, Bastei-Lübbe-Taschenbuch, 1999
10. N. Margolus, L. Levitin, The Maximum Speed of Dynamical Evolution, Physica D 120 (1998), p. 188-195
11. E.U. Condon, R.W. Gurney, Wave Mechanics and Radioactive Disintegration, Nature 122 (1928), p. 439
12. G. Gamow, Zur Quantentheorie des Atomkerns, Zeitschrift f. Physik 51 (1928) S. 204-212
13. L. Nordheim, Zeitschrift f. Physik 46 (1927) S. 833-855
14. Rolf Walter, Lineare Algebra und analytische Geometrie, Vieweg Verlag, 1993
15. (XXX: Das an dieser Stelle vorgesehene Literaturzitat ist noch nicht verfügbar.)
16. P.A. Dirac, The Principals of Quantum Mechanics, Oxford University Press, 4th Ed. 1967

17. (XXX: Das an dieser Stelle vorgesehene Literaturzitat ist noch nicht verfügbar.)
18. (XXX: Das an dieser Stelle vorgesehene Literaturzitat ist noch nicht verfügbar.)
19. A.N. Kolmogorow, Grundbegriffe der Wahrscheinlichkeitsrechnung, Springer-Verlag Heidelberg 1933
20. H.L. Lebesgues, thèse 1902
21. M. Born, R. Oppenheimer, Zur Quantentheorie der Molekeln, Annalen der Physik 389 (1927), 20, S. 457-484
22. Y. Aharonov, D. Bohm, Significance of Electromagnetic Potenzial in the Quantum Theory, Phys. Rev. 115 (1959), p. 485-491
23. W. Pauli, Zeitschrift f. Physik 31 (1925) S. 765
24. U. Essmann, H. Träuble, Physics Letterts 24A (1967) p. 526
25. R.E. Peierls, O.R. Frisch, On the Construction of a "Super-Bomb" based on a Nuclear Chain Reaction in Uranium, Memorandum, 1940,http://www.atomicarchive.com/Docs/Begin/FrischPeierls.shtml
26. (XXX: Das an dieser Stelle vorgesehene Literaturzitat ist noch nicht verfügbar.)
27. (XXX: Das an dieser Stelle vorgesehene Literaturzitat ist noch nicht verfügbar.)
28. (XXX: Das an dieser Stelle vorgesehene Literaturzitat ist noch nicht verfügbar.)
29. C.V. Raman, K.S. Krishnan, A New Nature of Secondary Radiation, Nature 121 (1928), p. 501 - 502
30. http://www.iter.org
31. Korea Atomic Energy Research Institute: http://atom.kaeri.re.kr/
32. Frankfurter Rundschau v. 12.10.2009
33. http://www-lmj.cea.fr
34. (XXX: weitere Literaturangabe