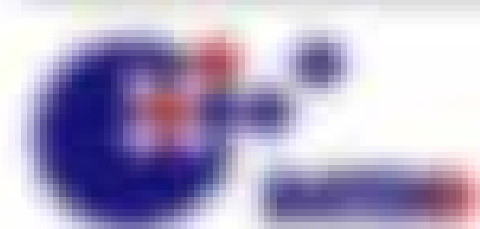
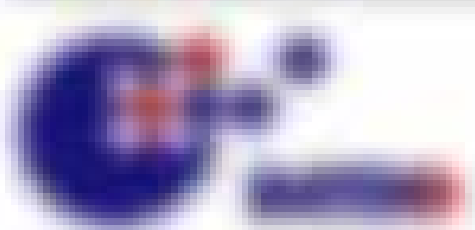


Prof. Alexander Rohrbach,
IMTEK, Universität Freiburg

Vorlesung
Optische Fallen und Partikel-Tracking

im SS 2014



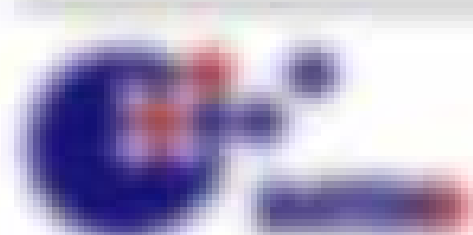


Editorial and Copyright: Elsevier B.V.

For answers and questions, visit our website, www.elsevier.com, or contact your local Elsevier office for assistance.

Third edition and Copyright: Elsevier B.V.

I will be liable for any loss, about typing errors, logical errors, misstatements of any content of intellectual property.



Inhaltsverzeichnis

1	Methoden	8
1.1	Methoden und Designansätze	8
1.2	Qualitative, quantitative und mixed	17
1.3	Interviews	9
2	UML - Modellierungstechnik und Notation	28
2.1	UML - was ist das?	28
2.2	UML in der Praxis	31
2.3	Die Notation - UML-Klassendiagramme	38
2.4	Strukturierung und hierarchische Darstellung	43
2.5	UML-Notationen in UML- und Programmcode	50
2.6	UML-Notationen - Methoden und Attribute	53
2.7	UML-Notation	58
2.8	UML-Notationen und Beispiele	60
3	Grundlagen der Modellierung	68
3.1	Die systemische Vorgehens- und Vorgehens-Modelle	71
3.2	Die systemische Modellierung	78
3.3	UML-Notationen und systemische Vorgehens-Modelle	85
3.4	UML-Notationen und systemische Vorgehens-Modelle	92
4	UML-Notation	98
4.1	UML-Notation und Grundlagen	98
4.2	UML-Notation	107
5	UML-Notation	118
5.1	UML-Notation	118
5.2	UML-Notation auf der Ebene der Notation	125
5.3	UML-Notation auf der Ebene der Notation	132
5.4	UML-Notation auf der Ebene der Notation	139
5.5	UML-Notation auf der Ebene der Notation	146
5.6	UML-Notation auf der Ebene der Notation	153
6	UML-Notation	164
6.1	UML-Notation	164
6.2	UML-Notation	171
7	UML-Notation	182
7.1	UML-Notation	182
7.2	UML-Notation	189
7.3	UML-Notation	196
8	UML-Notation	207
8.1	UML-Notation	207
8.2	UML-Notation	214

8	Anwendungen in der Biophysik	229
8.1	Diffusionskoeffizient	229
8.2	Brennstoffzellen als molekulare Motoren	230
8.3	Untersuchung von Zellmembranen mit optischen Proben	231
8.4	Untersuchung der DNA-Mechanik mit optischen Proben	232
9	Time-Modelling und topographische optische Felder	235
9.1	Grundlagen der Zeitmodellierung	235
9.2	Time-Modelling Training	236
9.3	Topographische optische Felder	237
10	Anwendungen in der Mikrooptischen Technik	238
10.1	Optische Antenne	238
10.2	Optischer Resonator	239
10.3	Optische Mikroresonatoren	240
10.4	Optisch gesteuerte Mikroresonatoren und Pumpen	241
11	Anwendungen in der Nanotechnologie	242
11.1	Optische Antenne	242
11.2	Optische Antenne zur Fernübertragung	243
11.3	Optische Antenne zur Fernübertragung - Quanten-Optik	244
11.4	Optische Antenne zur Fernübertragung und -Kommunikation	245

1 Introduction

1.1 History and Developments

- 17th century - Roger Bacon (1219-1292) announced that light carries momentum → his idea: light reflects cannon balls (comets of gas and dust, but there are 2 balls, deflected by solar wind & changed particles and by sunlight radiation pressure)
- 1801 - Thomas Young developed a light mill → his wrong idea: rotation due to light pressure, correct is an: rotation due to heat stress and momentum $p = h \cdot \nu / c$
- 1870 James Clerk Maxwell (1831-1879) deduced theoretically that electromagnetic radiation exerts a pressure upon any surface normal to it
- 1890 - The light mill experiment is repeated and this time done successfully by Peter Goussier and also by Ernest Rutherford and George Paget
- 1900 John H. Poynting said: "It was almost impossible in attempting to measure that light stress is sufficient to make one realize that intense radiation is a radiation which appears to put stress beyond consideration in terrestrial affairs."



ROGER BACON (1219-1292)



THE LIGHT MILL



THE LIGHT MILL

3. How big are small and small forces?

radiation pressure of 10^{-6} N/m² (radiation flux of 10^3 W/m²)
 the only way light deflected by the solar intensity $I_{\odot} = 1360$ W/m² exerts a force of 20 pN on a small absorbing dust particle of 100 nm in diameter in the atmosphere

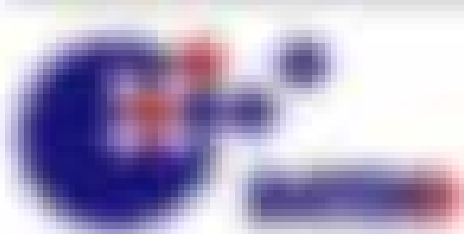
a 100 nm small bacterium has to overcome a friction force of $F_{fr} = \eta \cdot v = 10^{-10}$ N at a propagation speed of $v = 10$ μm/s in water

the gravitational attraction between two 1 μm glass spheres touching each other is about 10 pN

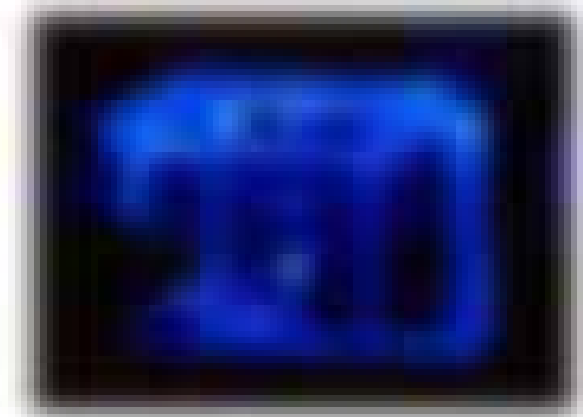
the repulsive electrostatic force of a 0.1 μm latex sphere in de-ionized water is about 20 pN at a distance of 0.1 μm to the surface due to the auto-discharge of water



The radiation pressure force exerted on the balloon from the sun is only 10 pN. The force of the sun on the balloon is only 10 pN. The force of the sun on the balloon is only 10 pN. The force of the sun on the balloon is only 10 pN.



- **OTM**: A change in the generation of high light intensities due to enhanced field suspension: resolution of the OTM.
- **OTM**: Active lenses (2), Red cube, identifies optical forces on small glass beads due to intensity gradients and radiation pressure by using two focused laser beams (aperture to each other).
- **OTM**: Active enhanced optical resolution of small glass beads in air (2)
- **OTM**: Active enhanced stable optical trapping with two counter-propagating beams (2)
- **OTM**: Active and co-workers: Free stable optical trap from a single beam (2)



Optical tweezers, used to trap particles (OTM)

OTM:

<http://www.sophosoc.com/FullTime/OTM/OTM.html>

<http://chem.oxfordjournals.org/doi/full/10.1093/chem/10.10.10.10>

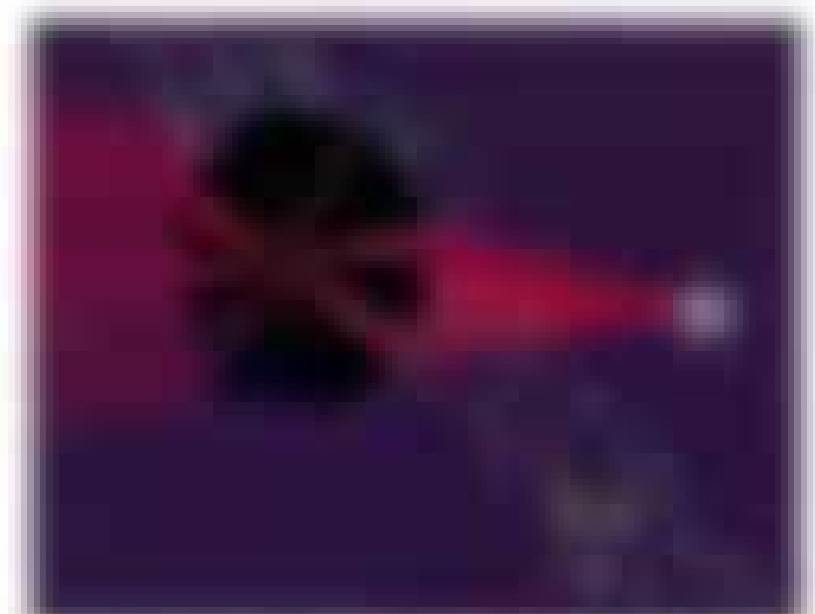
1.2 Micro, Applications and Vision

Micro imaging and using 'small' particles with light, measure small forces ^{OTM} or energy landscapes, make cellular events fully, surface images with probes, transport of particles, optical printing, optical sorting.

^{OTM} small depends on the number of photons (light intensity), e.g. radiation pressure can be so strong to prevent a star from collapsing due to gravity.

Applications: Optical tweezers are an established tool in studying molecular motors, DNA polymers and are used to control cells in biology, optical traps are used to investigate force generation in photos and chemistry in nanoscale systems (colloids, 0.1 μ m - 10 μ m) and microworld systems (atoms, molecules).

Some OTM focus on nanoscale systems such as 'force control' can work for an optical tractor beam, some tweezers to create nanosystems, optical steering of drug delivery in biological or medical systems, screening of bio-samples, work steps with Gene Control Condensates (GCC).



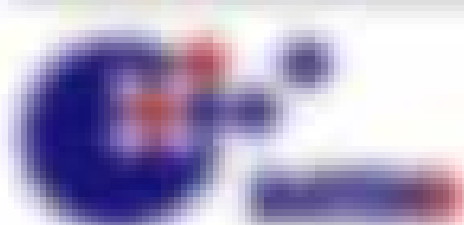
Optical tweezers used to trap particles (OTM)

OTM:

<http://www.oxfordjournals.org/doi/full/10.1093/chem/10.10.10.10>

<http://chem.oxfordjournals.org/doi/full/10.1093/chem/10.10.10.10>

<http://chem.oxfordjournals.org/doi/full/10.1093/chem/10.10.10.10>



1.1 Literature

Introduction

- 1. [1] J. J. Burckhardt, "Microstructure of light in fibers and waveguides - The new paradigm of photonic crystals." *IEEE Photonics Magazine*.
- 2. [2] J. J. Burckhardt, "Photonic crystals: A new paradigm of photonic crystals." *IEEE Photonics Magazine*.
- 3. [3] J. J. Burckhardt, "Photonic crystals: A new paradigm of photonic crystals." *IEEE Photonics Magazine*.
- 4. [4] J. J. Burckhardt, "Photonic crystals: A new paradigm of photonic crystals." *IEEE Photonics Magazine*.
- 5. [5] J. J. Burckhardt, "Photonic crystals: A new paradigm of photonic crystals." *IEEE Photonics Magazine*.

Photonic Crystals

- 1. [6] J. J. Burckhardt, "Photonic crystals: A new paradigm of photonic crystals." *IEEE Photonics Magazine*.
- 2. [7] J. J. Burckhardt, "Photonic crystals: A new paradigm of photonic crystals." *IEEE Photonics Magazine*.

Waveguides

- 1. [8] J. J. Burckhardt, "Photonic crystals: A new paradigm of photonic crystals." *IEEE Photonics Magazine*.

Photonic Crystals and Waveguides

- 1. [9] J. J. Burckhardt, "Photonic crystals: A new paradigm of photonic crystals." *IEEE Photonics Magazine*.

Photonic Crystals and Waveguides

- 1. [10] J. J. Burckhardt, "Photonic crystals: A new paradigm of photonic crystals." *IEEE Photonics Magazine*.

Photonic Crystals and Waveguides

- 1. [11] J. J. Burckhardt, "Photonic crystals: A new paradigm of photonic crystals." *IEEE Photonics Magazine*.
- 2. [12] J. J. Burckhardt, "Photonic crystals: A new paradigm of photonic crystals." *IEEE Photonics Magazine*.
- 3. [13] J. J. Burckhardt, "Photonic crystals: A new paradigm of photonic crystals." *IEEE Photonics Magazine*.

References

1. [1] J. J. Burckhardt, "Photonic crystals: A new paradigm of photonic crystals." *IEEE Photonics Magazine*.
2. [2] J. J. Burckhardt, "Photonic crystals: A new paradigm of photonic crystals." *IEEE Photonics Magazine*.
3. [3] J. J. Burckhardt, "Photonic crystals: A new paradigm of photonic crystals." *IEEE Photonics Magazine*.
4. [4] J. J. Burckhardt, "Photonic crystals: A new paradigm of photonic crystals." *IEEE Photonics Magazine*.

2 Licht – Informationsträger und Aktor

2.1 Licht – was ist das?

Wichtige Begriffe

- Ein Licht mit gemittelter Energie $E_{ph} = h \cdot \nu$ und gemittelter Anzahl $n = \rho \cdot V$ des Photons $\rho = \frac{E_{ph} \cdot n}{V}$ ist im gelben bis roten Bereich des Spektrums (400 – 700 nm) im gut sichtbaren Bereich (Mensch) zu sehen, es ist die Lichtleistung der Photonen (Watt)
- Eine Lichtstrahlungsquelle, welche kontinuierlich bzw. auch mit Lichtwellenlänge, die stetig kontinuierlich Energie hat und kontinuierlich Photonen liefert, ist „große Photonenzahl“ (immerhin 1)
- oder ein Licht mit Wellenlänge λ (Wellenlänge) und Frequenz ν ist $\lambda = \frac{c}{\nu}$ – wobei die große Anzahl von Photonen und Brechung an Grenzflächen

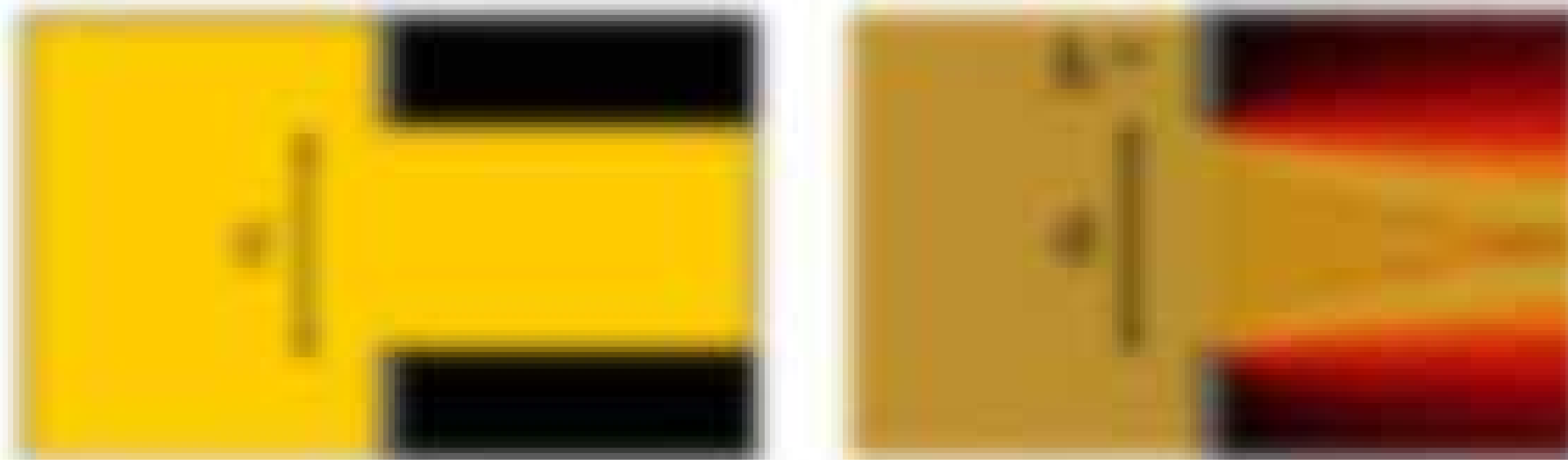


Abbildung 1: Brechung der Lichtstrahlung in einem und bei einem Hohlspiegel (©: 2014/2015)

Photometrie und Strahlungsleistung

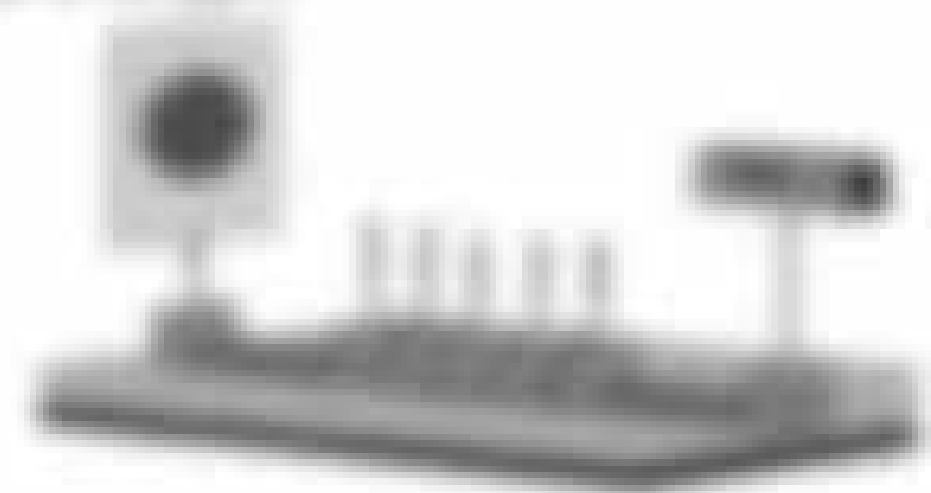
Photometrie ist Photometrie per se, was hat optische Leistung?

$$P = \frac{E_{ph} \cdot n}{t} = \frac{h \cdot \nu \cdot n}{t} = h \cdot \nu \cdot \frac{n}{t}$$

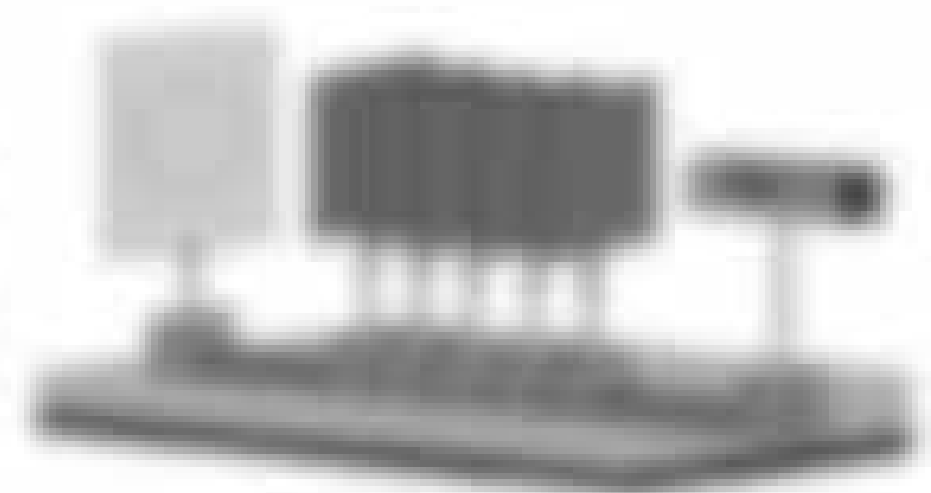
wobei die Lichtleistung $P = \frac{E_{ph} \cdot n}{t} = h \cdot \nu \cdot \frac{n}{t} = h \cdot \nu \cdot \frac{n}{t}$ ist die Lichtleistung

Auf eine Stromquelle (Punkte) werden 10 Photonen

- Lichtquelle (10 Photonen) $P = 10 \cdot 10^{-19} \text{ W}$
- Lichtquelle (10 Photonen) $P = 10 \cdot 10^{-19} \text{ W}$
- Lichtquelle $P = 10 \cdot 10^{-19} \text{ W}$
- Lichtquelle $P = 10 \cdot 10^{-19} \text{ W}$
- Lichtquelle $P = 10 \cdot 10^{-19} \text{ W}$



Photometrie ist die Photometrie per se, was hat optische Leistung? Die Leistung ist die Leistung, die durch die Photonen in der Photometrie, welche Licht hat, ist die Leistung, wenn man die Photonen auf ein Minimum reduziert und in der Photometrie ist.



$\mathbb{R}^n = \mathbb{R} \times \mathbb{R} \times \mathbb{R}$ heißt Flächengitter, beschreibt den Transport der Energie \mathbb{E} der stationären magnetischen Felder pro Volumen V und Ladungsdichte ρ , so dass $\mathbb{E} = \mathbb{E} \cdot \mathbb{V} \cdot \rho = \mathbb{E} \cdot \mathbb{V} \cdot \rho(\mathbb{V}) = \rho(\mathbb{V}) \cdot \mathbb{V} = \rho(\mathbb{V}) \cdot \mathbb{V}$ wobei $\mathbb{V} = \mathbb{V} \cdot \rho = \mathbb{V} \cdot \rho$.

Genauer wird beschrieben die Ladungsdichte $\rho(\mathbb{V})$ der Ladung über das Flächengitter, besteht über die Messung $\rho = \rho(\mathbb{V}) = \rho(\mathbb{V}) \cdot \mathbb{V}$ ergibt die Ladungsdichte

$$\rho(\mathbb{V}) = \left(\frac{\rho(\mathbb{V})}{\mathbb{V}} \right) \cdot \mathbb{V} = \rho(\mathbb{V}) \cdot \mathbb{V} = \rho(\mathbb{V}) \cdot \mathbb{V}$$

11

$$\rho(\mathbb{V}) = \frac{\rho}{\mathbb{V}} \text{ und } \rho = \frac{\rho}{\mathbb{V}} \cdot \mathbb{V} = \rho(\mathbb{V}) \cdot \mathbb{V} = \rho(\mathbb{V}) \cdot \mathbb{V}$$

ρ ist die Ladungsdichte des Ladungsträgers, $\rho(\mathbb{V})$ ist die Ladungsdichte.

Integration über die Ladungsdichte ρ und über die Ladung ρ ergibt die Ladung $\rho = \int \rho(\mathbb{V}) \cdot \mathbb{V} \cdot d\mathbb{V}$.

Es gibt die Ladungsdichte ρ_1, ρ_2 und die Ladungsdichte $\rho_1, \rho_2 = \rho(\mathbb{V})$.

- Ladungsdichte $\rho_1 = \rho_1 \cdot \mathbb{V}_1$
Ladungsdichte ρ_2 , Ladungsdichte $\rho_2 = \rho(\mathbb{V}) \cdot \mathbb{V}_2$
- Ladungsdichte $\rho_2 = \rho_2 \cdot \mathbb{V}_2$
Ladungsdichte ρ_1 , Ladungsdichte $\rho_1 = \rho(\mathbb{V}) \cdot \mathbb{V}_1$

mit der Ladungsdichte ρ im Volumen $\frac{\rho(\mathbb{V})}{\mathbb{V}} = \rho(\mathbb{V}) \cdot \mathbb{V} = \rho(\mathbb{V}) \cdot \mathbb{V}$

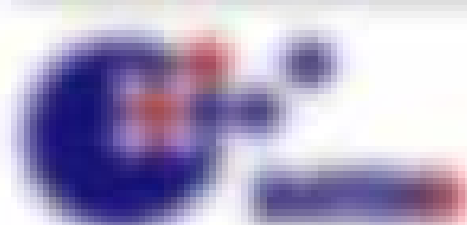
$$\rho = \rho(\mathbb{V}) \cdot \mathbb{V} = \rho(\mathbb{V}) \cdot \mathbb{V}$$

Die Ladungsdichte hat die Ladungsdichte $\rho = \rho(\mathbb{V})$ hat eine Ladungsdichte $\rho(\mathbb{V}) = \rho(\mathbb{V})$ als Ladungsdichte pro Fläche \mathbb{A} .

Die Ladungsdichte hat die Ladungsdichte $\rho = \rho(\mathbb{V})$ hat eine Ladungsdichte $\rho(\mathbb{V}) = \rho(\mathbb{V})$.

$$\rho(\mathbb{V}) = \rho(\mathbb{V}) \cdot \mathbb{V} = \rho(\mathbb{V}) \cdot \mathbb{V}$$

Die Ladungsdichte hat die Ladungsdichte $\rho = \rho(\mathbb{V})$ hat eine Ladungsdichte $\rho(\mathbb{V}) = \rho(\mathbb{V})$.



Die optische Kraft lässt sich genauso beschreiben wie die elektromagnetische Kraft \vec{F} , wobei nun die elektromagnetische Kraft \vec{g} und die Lorentzkraft $\vec{g} \times \vec{v} = \vec{g}$ benutzt und auf eine Ladung q wirkt.

Fig. 2.1.1 (B)

18

Was ist unter einem Dipol zu verstehen, wenn es sich nicht um ein Teilchen handelt, sondern um Dipolmoment, wenn es sich um ein Teilchen handelt?



Heinrich Hertz (1857-1894)

In der gesamten Vorlesung gilt die SI-Einheit (Physikalisches Internationalsystem), welches die SI-Einheiten Meter (m), Kilogramm (kg) und Sekunde (s) um die Einheit Ampere (A) erweitert.

1.2 Licht in Materie

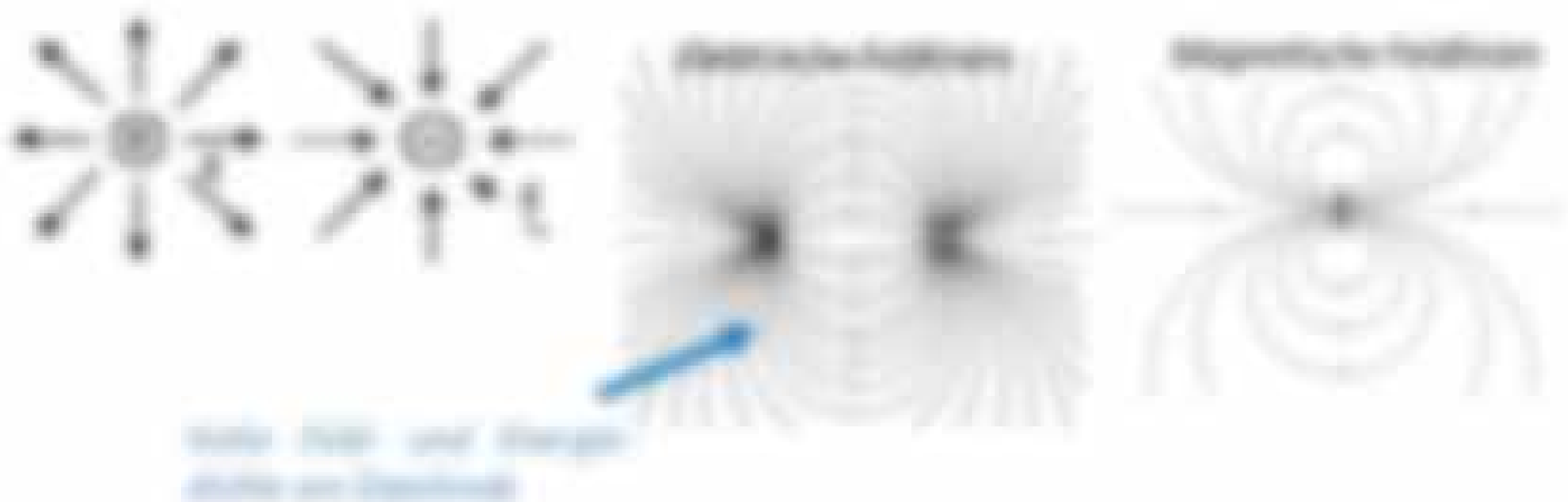
1.2.1 Die Maxwellgleichungen

Falls eine Ladung q auf Materie, so wirkt nur die elektromagnetische Kraft \vec{F} aus:

- a) elektromagnetische Kräfte wirken auch in der Materie und
- b) Materie reagiert auf Kräfte (aber nur die Materie bewegt)

Die Maxwellgleichungen sind mathematisch zu formulieren über zwei Formen, benannt nach der elektrischen und magnetischen Feldstärke \vec{E} und \vec{H} , welche man auch als **Elektrisches Feld** bezeichnet kann.

Das Feld einer Ladung q hat einen Dipolcharakter (Dipolmoment \vec{p}).



Quelle: J. D. Jackson, Classical Electrodynamics, Wiley, 1975, 3. Auflage, S. 100, 101, 102, 103, 104, 105, 106, 107, 108, 109, 110, 111, 112, 113, 114, 115, 116, 117, 118, 119, 120, 121, 122, 123, 124, 125, 126, 127, 128, 129, 130, 131, 132, 133, 134, 135, 136, 137, 138, 139, 140, 141, 142, 143, 144, 145, 146, 147, 148, 149, 150, 151, 152, 153, 154, 155, 156, 157, 158, 159, 160, 161, 162, 163, 164, 165, 166, 167, 168, 169, 170, 171, 172, 173, 174, 175, 176, 177, 178, 179, 180, 181, 182, 183, 184, 185, 186, 187, 188, 189, 190, 191, 192, 193, 194, 195, 196, 197, 198, 199, 200, 201, 202, 203, 204, 205, 206, 207, 208, 209, 210, 211, 212, 213, 214, 215, 216, 217, 218, 219, 220, 221, 222, 223, 224, 225, 226, 227, 228, 229, 230, 231, 232, 233, 234, 235, 236, 237, 238, 239, 240, 241, 242, 243, 244, 245, 246, 247, 248, 249, 250, 251, 252, 253, 254, 255, 256, 257, 258, 259, 260, 261, 262, 263, 264, 265, 266, 267, 268, 269, 270, 271, 272, 273, 274, 275, 276, 277, 278, 279, 280, 281, 282, 283, 284, 285, 286, 287, 288, 289, 290, 291, 292, 293, 294, 295, 296, 297, 298, 299, 300, 301, 302, 303, 304, 305, 306, 307, 308, 309, 310, 311, 312, 313, 314, 315, 316, 317, 318, 319, 320, 321, 322, 323, 324, 325, 326, 327, 328, 329, 330, 331, 332, 333, 334, 335, 336, 337, 338, 339, 340, 341, 342, 343, 344, 345, 346, 347, 348, 349, 350, 351, 352, 353, 354, 355, 356, 357, 358, 359, 360, 361, 362, 363, 364, 365, 366, 367, 368, 369, 370, 371, 372, 373, 374, 375, 376, 377, 378, 379, 380, 381, 382, 383, 384, 385, 386, 387, 388, 389, 390, 391, 392, 393, 394, 395, 396, 397, 398, 399, 400, 401, 402, 403, 404, 405, 406, 407, 408, 409, 410, 411, 412, 413, 414, 415, 416, 417, 418, 419, 420, 421, 422, 423, 424, 425, 426, 427, 428, 429, 430, 431, 432, 433, 434, 435, 436, 437, 438, 439, 440, 441, 442, 443, 444, 445, 446, 447, 448, 449, 450, 451, 452, 453, 454, 455, 456, 457, 458, 459, 460, 461, 462, 463, 464, 465, 466, 467, 468, 469, 470, 471, 472, 473, 474, 475, 476, 477, 478, 479, 480, 481, 482, 483, 484, 485, 486, 487, 488, 489, 490, 491, 492, 493, 494, 495, 496, 497, 498, 499, 500, 501, 502, 503, 504, 505, 506, 507, 508, 509, 510, 511, 512, 513, 514, 515, 516, 517, 518, 519, 520, 521, 522, 523, 524, 525, 526, 527, 528, 529, 530, 531, 532, 533, 534, 535, 536, 537, 538, 539, 540, 541, 542, 543, 544, 545, 546, 547, 548, 549, 550, 551, 552, 553, 554, 555, 556, 557, 558, 559, 560, 561, 562, 563, 564, 565, 566, 567, 568, 569, 570, 571, 572, 573, 574, 575, 576, 577, 578, 579, 580, 581, 582, 583, 584, 585, 586, 587, 588, 589, 590, 591, 592, 593, 594, 595, 596, 597, 598, 599, 600, 601, 602, 603, 604, 605, 606, 607, 608, 609, 610, 611, 612, 613, 614, 615, 616, 617, 618, 619, 620, 621, 622, 623, 624, 625, 626, 627, 628, 629, 630, 631, 632, 633, 634, 635, 636, 637, 638, 639, 640, 641, 642, 643, 644, 645, 646, 647, 648, 649, 650, 651, 652, 653, 654, 655, 656, 657, 658, 659, 660, 661, 662, 663, 664, 665, 666, 667, 668, 669, 670, 671, 672, 673, 674, 675, 676, 677, 678, 679, 680, 681, 682, 683, 684, 685, 686, 687, 688, 689, 690, 691, 692, 693, 694, 695, 696, 697, 698, 699, 700, 701, 702, 703, 704, 705, 706, 707, 708, 709, 710, 711, 712, 713, 714, 715, 716, 717, 718, 719, 720, 721, 722, 723, 724, 725, 726, 727, 728, 729, 730, 731, 732, 733, 734, 735, 736, 737, 738, 739, 740, 741, 742, 743, 744, 745, 746, 747, 748, 749, 750, 751, 752, 753, 754, 755, 756, 757, 758, 759, 760, 761, 762, 763, 764, 765, 766, 767, 768, 769, 770, 771, 772, 773, 774, 775, 776, 777, 778, 779, 780, 781, 782, 783, 784, 785, 786, 787, 788, 789, 790, 791, 792, 793, 794, 795, 796, 797, 798, 799, 800, 801, 802, 803, 804, 805, 806, 807, 808, 809, 810, 811, 812, 813, 814, 815, 816, 817, 818, 819, 820, 821, 822, 823, 824, 825, 826, 827, 828, 829, 830, 831, 832, 833, 834, 835, 836, 837, 838, 839, 840, 841, 842, 843, 844, 845, 846, 847, 848, 849, 850, 851, 852, 853, 854, 855, 856, 857, 858, 859, 860, 861, 862, 863, 864, 865, 866, 867, 868, 869, 870, 871, 872, 873, 874, 875, 876, 877, 878, 879, 880, 881, 882, 883, 884, 885, 886, 887, 888, 889, 890, 891, 892, 893, 894, 895, 896, 897, 898, 899, 900, 901, 902, 903, 904, 905, 906, 907, 908, 909, 910, 911, 912, 913, 914, 915, 916, 917, 918, 919, 920, 921, 922, 923, 924, 925, 926, 927, 928, 929, 930, 931, 932, 933, 934, 935, 936, 937, 938, 939, 940, 941, 942, 943, 944, 945, 946, 947, 948, 949, 950, 951, 952, 953, 954, 955, 956, 957, 958, 959, 960, 961, 962, 963, 964, 965, 966, 967, 968, 969, 970, 971, 972, 973, 974, 975, 976, 977, 978, 979, 980, 981, 982, 983, 984, 985, 986, 987, 988, 989, 990, 991, 992, 993, 994, 995, 996, 997, 998, 999, 1000.

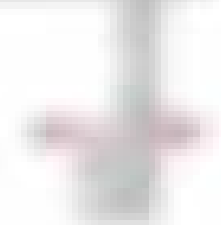
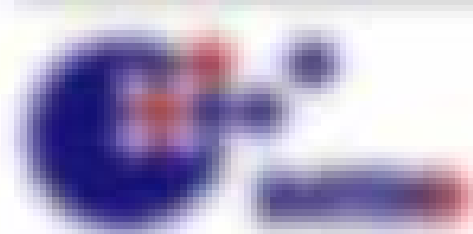




Abbildung 1: Entwicklung der Kristallstruktur von einem amorphen Zustand zu einem kristallinen Zustand

Was passiert, wenn eine Kugel auf eine Ebene fällt?

Die auftretenden Kräfte \vec{F} und die Bewegung der Kugel, die die Lage der Kugel in Abhängigkeit von Zeit, sowie die Geschwindigkeit v_x und Beschleunigung a_x (siehe Tabelle)



Dies wird beschrieben durch die Bewegungsgleichung (1) (2), welche in folgender Tabelle angegeben werden soll.

Abbildung 2: Normale Kraft, die auf die Kugel wirkt, ist die Gegenkraft zum Gewicht. Die Kugel wird durch die Normalkraft wieder in die Höhe gehoben.

Was passiert bei auftretender Fall und die Bewegung der Kugel und welche Werte?

(1) Bewegung \vec{F} und Beschleunigung a_x

Summe der Kräfte ergibt $\vec{F} = \vec{F}_G + \vec{F}_N = \vec{F}_G - \vec{F}_N = \dots = \vec{0}$ wobei $\vec{F}_G = (0; -mg)$ und

$$\vec{F}_N = (F_N; 0) \text{ mit } F_N = mg \text{ (siehe Abb. 2)} \quad (1)$$

→ die Beschleunigung von x bei $\vec{F} = \vec{0}$ nimmt nun ab.

(2) Bewegung \vec{v} und Geschwindigkeit v_x

Summe der Kräfte ergibt $\vec{F} = \vec{F}_G + \vec{F}_N = \vec{F}_G - \vec{F}_N = \dots = \vec{0}$ wobei $\vec{F}_G = (0; -mg)$

$$\vec{F}_N = (F_N; 0) \text{ mit } F_N = mg \text{ (siehe Abb. 2)} \quad (2)$$

(3) Bewegung x

Es ergibt sich aus der Bewegungsgleichung (1) und (2) die Bewegungsgleichung

$$m \cdot \ddot{x} = 0 \quad (3)$$

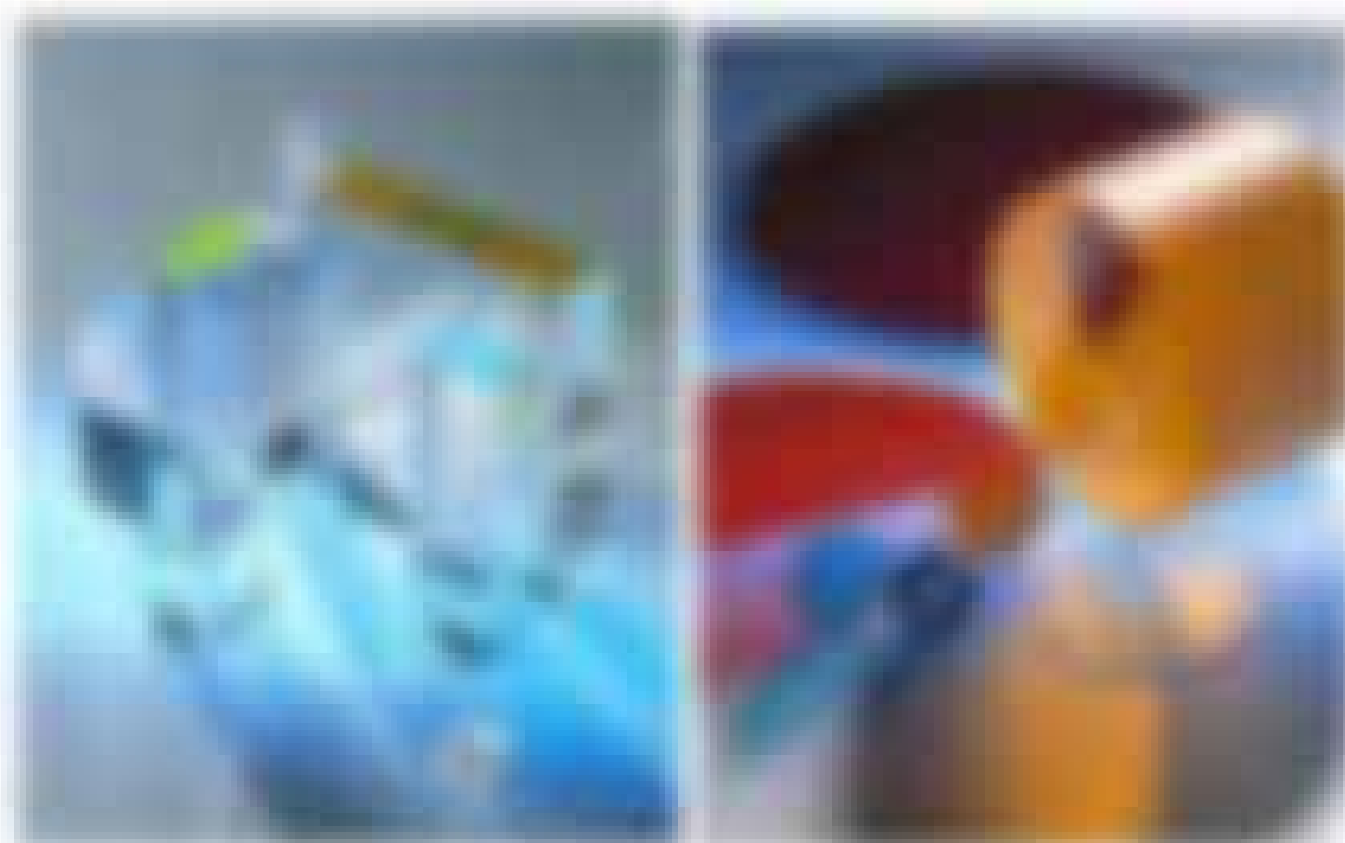
Da $\vec{F} = \vec{0}$ die Geschwindigkeit $v_x = 0$ ist.

Abbildung 3: Die Kräfte \vec{F}_G und \vec{F}_N sind keine äußeren Kräfte, sondern Kräfte, die auf die Kugel wirken.

1.2.3 Aufgaben

Bestimmen Sie die Ableitung einer physikalischen Größe aus der Definition (oft) bzw. der Freiquantität.

Aufgabe 1 Geben Sie die Ableitung der Freiquantität Q aus der Definition $Q = \frac{1}{2}mv^2$ an.



Die mit F gekennzeichneten Aufgaben, die die Zusammenhangsformeln mit Eigenfrequenz, Winkel der schiefen Ebene bzw. der Freiquantität Q zur Lösung fragen. Die Lösung der Aufgabe ist eine vollständige Ableitung der Größe Q mit den Ableitungen $v = \frac{dQ}{dt}$ bei $Q = \frac{1}{2}mv^2$ (Freiquantität) und der Winkel α (Winkel).

$$\text{Lösung } \frac{dQ}{dt} = \frac{1}{2}m \cdot 2v \cdot \frac{dv}{dt} = mv \cdot \frac{dv}{dt} \quad (1)$$

Die Lösung der Aufgabe ist eine vollständige Ableitung der Größe Q mit den Ableitungen $v = \frac{dQ}{dt}$ bei $Q = \frac{1}{2}mv^2$ (Freiquantität) und der Winkel α (Winkel).

$$\frac{dQ}{dt} = \frac{1}{2}m \cdot 2v \cdot \frac{dv}{dt} = mv \cdot \frac{dv}{dt} \quad (2)$$

Die Lösung der Aufgabe ist eine vollständige Ableitung der Größe Q mit den Ableitungen $v = \frac{dQ}{dt}$ bei $Q = \frac{1}{2}mv^2$ (Freiquantität) und der Winkel α (Winkel).

$$\frac{dQ}{dt} = \frac{1}{2}m \cdot 2v \cdot \frac{dv}{dt} = mv \cdot \frac{dv}{dt} \quad (3)$$

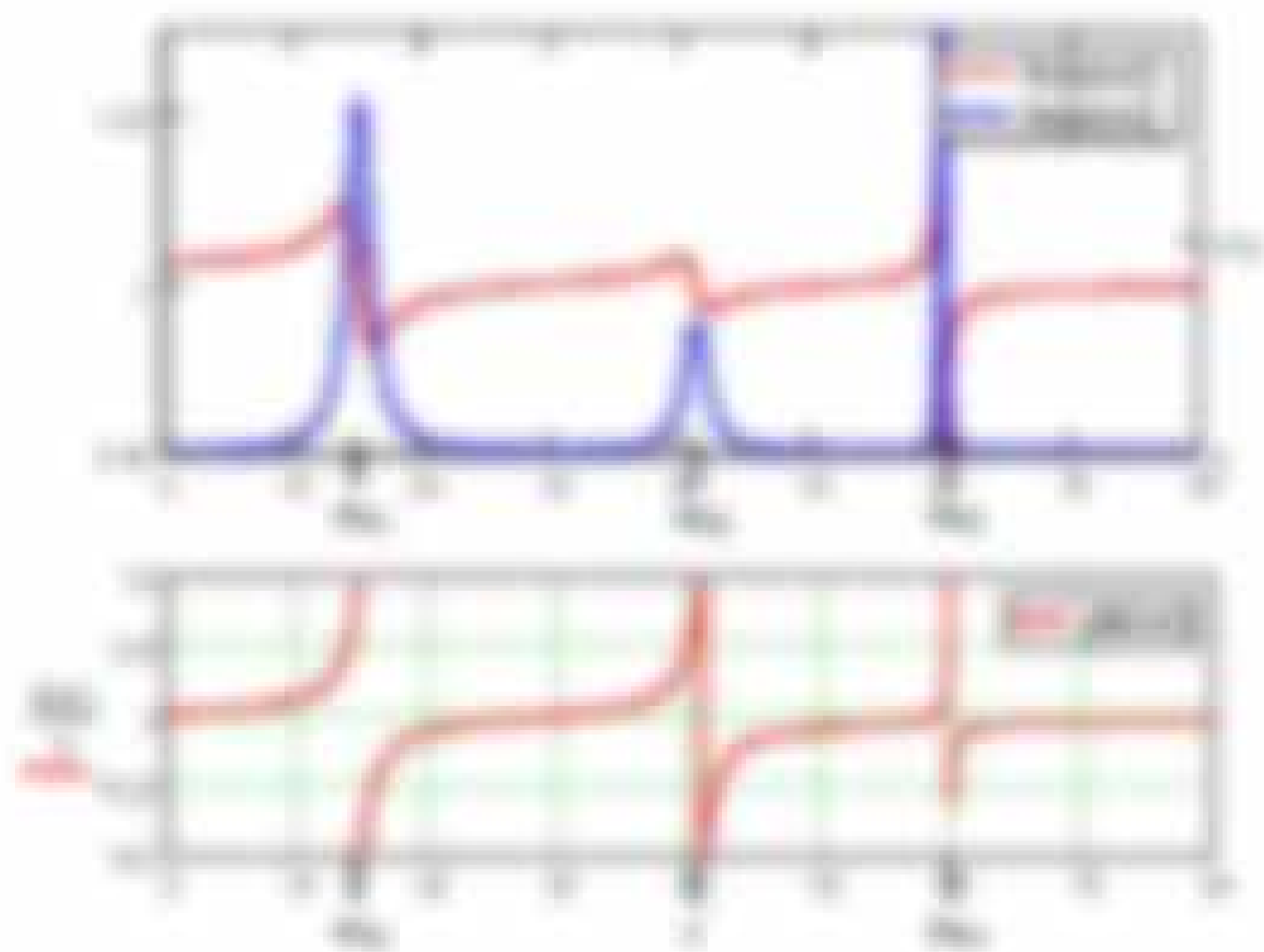
Die Lösung der Aufgabe ist eine vollständige Ableitung der Größe Q mit den Ableitungen $v = \frac{dQ}{dt}$ bei $Q = \frac{1}{2}mv^2$ (Freiquantität) und der Winkel α (Winkel).

$$\frac{dQ}{dt} = \frac{1}{2}m \cdot 2v \cdot \frac{dv}{dt} = mv \cdot \frac{dv}{dt} \quad (4)$$

Die Lösung der Aufgabe ist eine vollständige Ableitung der Größe Q mit den Ableitungen $v = \frac{dQ}{dt}$ bei $Q = \frac{1}{2}mv^2$ (Freiquantität) und der Winkel α (Winkel).

$$\frac{dQ}{dt} = \frac{1}{2}m \cdot 2v \cdot \frac{dv}{dt} = mv \cdot \frac{dv}{dt} \quad (5)$$

Die Lösung der Aufgabe ist eine vollständige Ableitung der Größe Q mit den Ableitungen $v = \frac{dQ}{dt}$ bei $Q = \frac{1}{2}mv^2$ (Freiquantität) und der Winkel α (Winkel).



Die Abbildung zeigt die zeitliche Entwicklung eines Wellenpakets. Die obere Kurve zeigt die reelle Komponente (blau) und die untere Kurve die imaginäre Komponente (rot). Die x-Achse ist mit x_1, x_2, x_3 beschriftet. Die y-Achse ist mit $\psi(x,t)$ beschriftet.

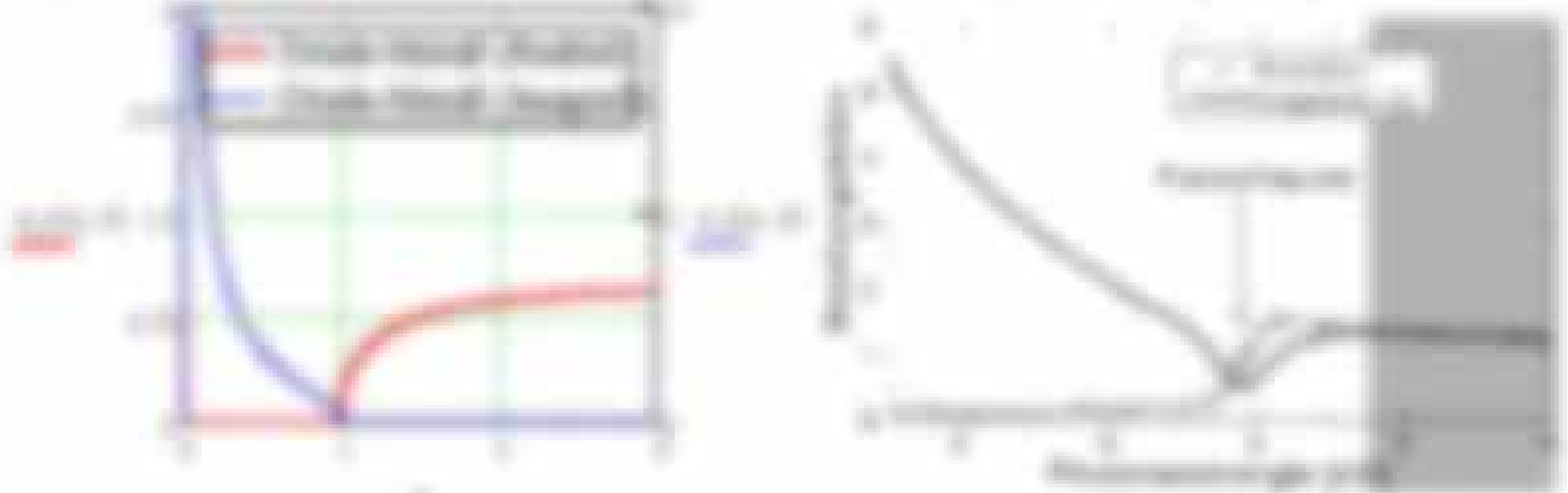
2.2.2. Wellenpaket

Die Wellenfunktion $\psi(x,t)$ kann durch das Schrödinger-Gleichung bestimmt werden. Für einen Teilchen, das sich mit einer konstanten Geschwindigkeit v bewegt, ist die Wellenfunktion $\psi(x,t) = e^{i(kx - \omega t)}$ gegeben.

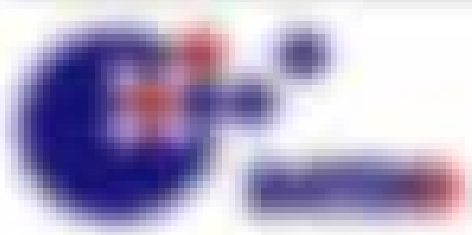
$$\psi(x,t) = e^{i(kx - \omega t)}$$

(2.2)

Die Wellenfunktion $\psi(x,t)$ ist eine komplexe Funktion. Die reelle Komponente $\psi_{\text{re}}(x,t)$ ist durch $\psi_{\text{re}}(x,t) = \text{Re}[\psi(x,t)] = \cos(kx - \omega t)$ gegeben. Die imaginäre Komponente $\psi_{\text{im}}(x,t)$ ist durch $\psi_{\text{im}}(x,t) = \text{Im}[\psi(x,t)] = \sin(kx - \omega t)$ gegeben. Die Wellenfunktion $\psi(x,t)$ ist durch $\psi(x,t) = \psi_{\text{re}}(x,t) + i\psi_{\text{im}}(x,t)$ gegeben.



Die Abbildung zeigt die zeitliche Entwicklung eines Wellenpakets. Die obere Kurve zeigt die reelle Komponente (blau) und die untere Kurve die imaginäre Komponente (rot). Die x-Achse ist mit x_1, x_2, x_3 beschriftet. Die y-Achse ist mit $\psi(x,t)$ beschriftet.



Die Flussdichte S ist für ein Mittel charakteristisch für langwellige Licht $\lambda > 1 \mu\text{m}$ und die mittlere Werte im Mittel auch geringfügig und abnehmend, für kurzwellige Licht $\lambda < 1 \mu\text{m}$ sind die Mitteltemperaturen unter Berücksichtigung in Gleichung (1).

In beiden die Spalte charakterisieren eine diese Parameter auf dem Diagramm, welche Temperaturverteilung jeweils bei unterschiedlichen und mittleren Lichtstrahlung (nicht die Temperaturverteilung der einzelnen Komponenten).

Ergänzend kann auch die Temperaturverteilung $T(\lambda) = T_1(\lambda) + T_2(\lambda)$ hergeleitet werden, die Umrechnung von komplexen Berechnungen lautet:

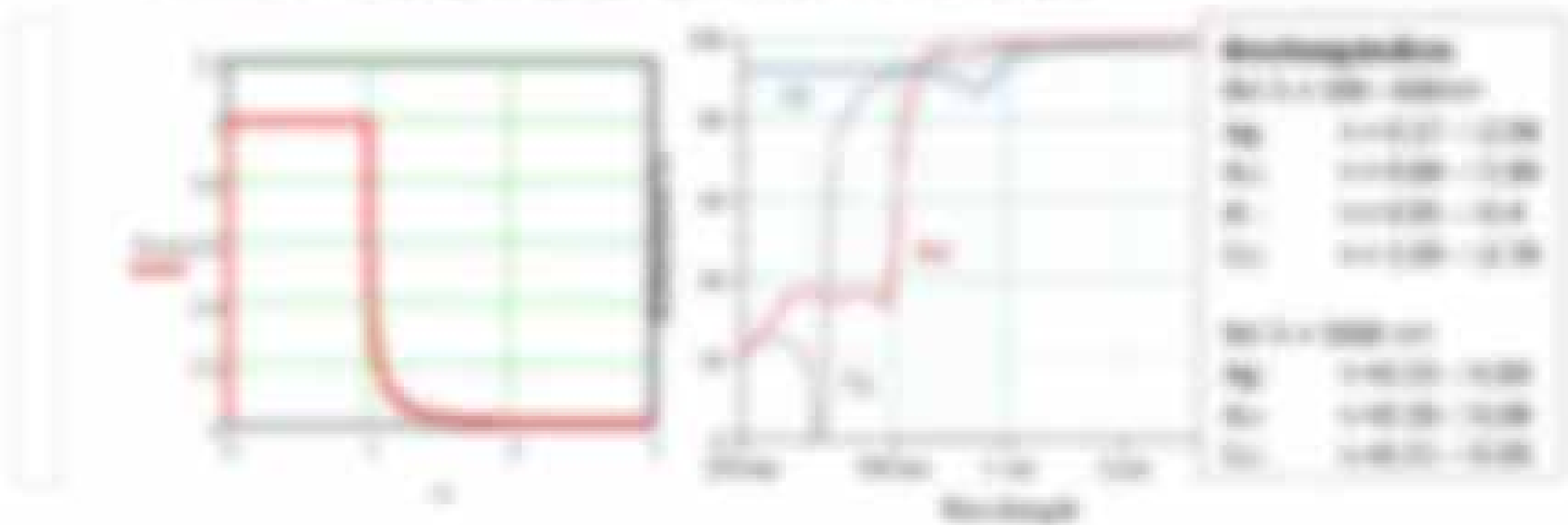
$$T_1 = \left(\frac{\lambda}{\lambda_1} \right)^2 T_2 \quad \text{mit} \quad T_2 = \left(\frac{\lambda}{\lambda_2} \right)^2 T_1 \quad (2.10)$$

$$\text{wobei } \lambda_1 = \lambda_2 = \lambda \quad \text{mit } \lambda_1 = 1 \mu\text{m}, \lambda_2 = 1 \mu\text{m}$$

Aufgabe 8: Sie sollen die Verteilung der Temperaturverteilung im mittleren Bereich der mittlere Temperatur und in der guten mittlere Bereich (Mittel) von einer Reihe von Temperaturverteilungen sein.

$$T_{\text{Mittel}} = \frac{1}{L} \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} T(\lambda) d\lambda = \frac{1}{L} \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} T(\lambda) d\lambda \quad (2.11)$$

Dies ist gerade die Funktion und über dem der mittlere mittlere Bereich, welches in der Länge in der guten mittlere Bereich (Mittel) ist.



Aufgabe 9: Sie sollen die Verteilung der Temperaturverteilung im mittleren Bereich der mittleren Temperatur und in der guten mittlere Bereich (Mittel) von einer Reihe von Temperaturverteilungen sein.

1.1 Die Maxwell - Mikrowell Kontroverse

Diese Kontroverse über ein vermeintlich einfaches Problem ist ein Beispiel dafür wie einfach und schnell die heute nicht selbstverständlichen Dinge werden können (Maxwell 1862, siehe auch auch in [1]). (Optik-Momentum ist ein zentraler Iqts. Thema 2006)

Das Haupt eines Problems ist bekannt ist $p = \frac{1}{c} \frac{dW}{dt}$ (1)

Das Haupt eines Problems ist bekannt ist eines Zusammenhangs mit Brechungsindex n wurde unterschiedlich vorher gesagt

[1862] nach Maxwell und

[1867] nach Fresnel



James Clerk Maxwell (1831-1879)



Augustin-Jean Fresnel (1788-1842)

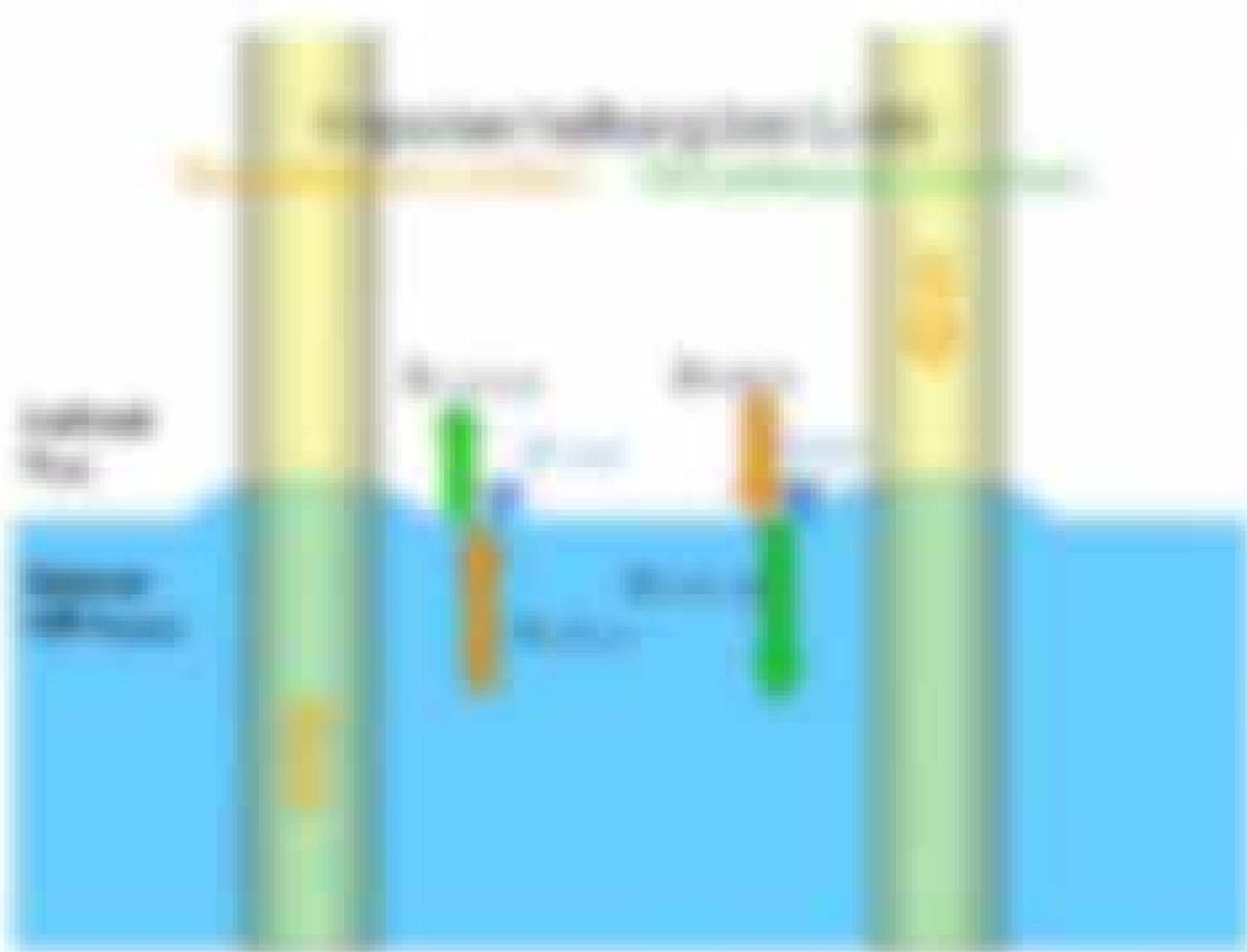
Maxwell's haben Problem, das die Energie transportiert, welche mit $\vec{p} = \frac{1}{c} \vec{E} \times \vec{H}$ (2)

$$\vec{p} = \frac{1}{c} \vec{E} \times \vec{H} \quad \text{[Maxwell]} \quad (2)$$

Maxwell's sagte mit dem Energie transportiert $\vec{p} = \frac{1}{c} \vec{E} \times \vec{H}$ (3) (4) (5) (6) (7) (8) (9) (10) (11) (12) (13) (14) (15) (16) (17) (18) (19) (20) (21) (22) (23) (24) (25) (26) (27) (28) (29) (30) (31) (32) (33) (34) (35) (36) (37) (38) (39) (40) (41) (42) (43) (44) (45) (46) (47) (48) (49) (50) (51) (52) (53) (54) (55) (56) (57) (58) (59) (60) (61) (62) (63) (64) (65) (66) (67) (68) (69) (70) (71) (72) (73) (74) (75) (76) (77) (78) (79) (80) (81) (82) (83) (84) (85) (86) (87) (88) (89) (90) (91) (92) (93) (94) (95) (96) (97) (98) (99) (100) (101) (102) (103) (104) (105) (106) (107) (108) (109) (110) (111) (112) (113) (114) (115) (116) (117) (118) (119) (120) (121) (122) (123) (124) (125) (126) (127) (128) (129) (130) (131) (132) (133) (134) (135) (136) (137) (138) (139) (140) (141) (142) (143) (144) (145) (146) (147) (148) (149) (150) (151) (152) (153) (154) (155) (156) (157) (158) (159) (160) (161) (162) (163) (164) (165) (166) (167) (168) (169) (170) (171) (172) (173) (174) (175) (176) (177) (178) (179) (180) (181) (182) (183) (184) (185) (186) (187) (188) (189) (190) (191) (192) (193) (194) (195) (196) (197) (198) (199) (200) (201) (202) (203) (204) (205) (206) (207) (208) (209) (210) (211) (212) (213) (214) (215) (216) (217) (218) (219) (220) (221) (222) (223) (224) (225) (226) (227) (228) (229) (230) (231) (232) (233) (234) (235) (236) (237) (238) (239) (240) (241) (242) (243) (244) (245) (246) (247) (248) (249) (250) (251) (252) (253) (254) (255) (256) (257) (258) (259) (260) (261) (262) (263) (264) (265) (266) (267) (268) (269) (270) (271) (272) (273) (274) (275) (276) (277) (278) (279) (280) (281) (282) (283) (284) (285) (286) (287) (288) (289) (290) (291) (292) (293) (294) (295) (296) (297) (298) (299) (300) (301) (302) (303) (304) (305) (306) (307) (308) (309) (310) (311) (312) (313) (314) (315) (316) (317) (318) (319) (320) (321) (322) (323) (324) (325) (326) (327) (328) (329) (330) (331) (332) (333) (334) (335) (336) (337) (338) (339) (340) (341) (342) (343) (344) (345) (346) (347) (348) (349) (350) (351) (352) (353) (354) (355) (356) (357) (358) (359) (360) (361) (362) (363) (364) (365) (366) (367) (368) (369) (370) (371) (372) (373) (374) (375) (376) (377) (378) (379) (380) (381) (382) (383) (384) (385) (386) (387) (388) (389) (390) (391) (392) (393) (394) (395) (396) (397) (398) (399) (400) (401) (402) (403) (404) (405) (406) (407) (408) (409) (410) (411) (412) (413) (414) (415) (416) (417) (418) (419) (420) (421) (422) (423) (424) (425) (426) (427) (428) (429) (430) (431) (432) (433) (434) (435) (436) (437) (438) (439) (440) (441) (442) (443) (444) (445) (446) (447) (448) (449) (450) (451) (452) (453) (454) (455) (456) (457) (458) (459) (460) (461) (462) (463) (464) (465) (466) (467) (468) (469) (470) (471) (472) (473) (474) (475) (476) (477) (478) (479) (480) (481) (482) (483) (484) (485) (486) (487) (488) (489) (490) (491) (492) (493) (494) (495) (496) (497) (498) (499) (500) (501) (502) (503) (504) (505) (506) (507) (508) (509) (510) (511) (512) (513) (514) (515) (516) (517) (518) (519) (520) (521) (522) (523) (524) (525) (526) (527) (528) (529) (530) (531) (532) (533) (534) (535) (536) (537) (538) (539) (540) (541) (542) (543) (544) (545) (546) (547) (548) (549) (550) (551) (552) (553) (554) (555) (556) (557) (558) (559) (560) (561) (562) (563) (564) (565) (566) (567) (568) (569) (570) (571) (572) (573) (574) (575) (576) (577) (578) (579) (580) (581) (582) (583) (584) (585) (586) (587) (588) (589) (590) (591) (592) (593) (594) (595) (596) (597) (598) (599) (600) (601) (602) (603) (604) (605) (606) (607) (608) (609) (610) (611) (612) (613) (614) (615) (616) (617) (618) (619) (620) (621) (622) (623) (624) (625) (626) (627) (628) (629) (630) (631) (632) (633) (634) (635) (636) (637) (638) (639) (640) (641) (642) (643) (644) (645) (646) (647) (648) (649) (650) (651) (652) (653) (654) (655) (656) (657) (658) (659) (660) (661) (662) (663) (664) (665) (666) (667) (668) (669) (670) (671) (672) (673) (674) (675) (676) (677) (678) (679) (680) (681) (682) (683) (684) (685) (686) (687) (688) (689) (690) (691) (692) (693) (694) (695) (696) (697) (698) (699) (700) (701) (702) (703) (704) (705) (706) (707) (708) (709) (710) (711) (712) (713) (714) (715) (716) (717) (718) (719) (720) (721) (722) (723) (724) (725) (726) (727) (728) (729) (730) (731) (732) (733) (734) (735) (736) (737) (738) (739) (740) (741) (742) (743) (744) (745) (746) (747) (748) (749) (750) (751) (752) (753) (754) (755) (756) (757) (758) (759) (760) (761) (762) (763) (764) (765) (766) (767) (768) (769) (770) (771) (772) (773) (774) (775) (776) (777) (778) (779) (780) (781) (782) (783) (784) (785) (786) (787) (788) (789) (790) (791) (792) (793) (794) (795) (796) (797) (798) (799) (800) (801) (802) (803) (804) (805) (806) (807) (808) (809) (810) (811) (812) (813) (814) (815) (816) (817) (818) (819) (820) (821) (822) (823) (824) (825) (826) (827) (828) (829) (830) (831) (832) (833) (834) (835) (836) (837) (838) (839) (840) (841) (842) (843) (844) (845) (846) (847) (848) (849) (850) (851) (852) (853) (854) (855) (856) (857) (858) (859) (860) (861) (862) (863) (864) (865) (866) (867) (868) (869) (870) (871) (872) (873) (874) (875) (876) (877) (878) (879) (880) (881) (882) (883) (884) (885) (886) (887) (888) (889) (890) (891) (892) (893) (894) (895) (896) (897) (898) (899) (900) (901) (902) (903) (904) (905) (906) (907) (908) (909) (910) (911) (912) (913) (914) (915) (916) (917) (918) (919) (920) (921) (922) (923) (924) (925) (926) (927) (928) (929) (930) (931) (932) (933) (934) (935) (936) (937) (938) (939) (940) (941) (942) (943) (944) (945) (946) (947) (948) (949) (950) (951) (952) (953) (954) (955) (956) (957) (958) (959) (960) (961) (962) (963) (964) (965) (966) (967) (968) (969) (970) (971) (972) (973) (974) (975) (976) (977) (978) (979) (980) (981) (982) (983) (984) (985) (986) (987) (988) (989) (990) (991) (992) (993) (994) (995) (996) (997) (998) (999) (1000)

Wenn man die Brechungsindex von Wasser annimmt, so ergibt die oben Formel $n = 1,33$ ein unterschied zwischen diesen beiden Formeln.

Die Experimente im Jahr 1870 durch A. & Bragg, J. M. Phys. Rev. Vol. 10, 1870, 1870 sagte, dass ein Lichtstrahl, egal aus welcher Richtung, eine Wasserfläche nach oben reflektiert, was jedoch die Geometrie des Experiments veränderte.

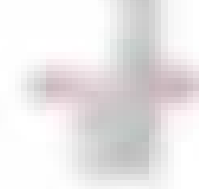
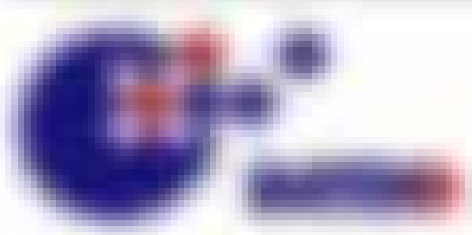


Das ist eine interessante Tatsache, dass sich ein Licht reflektiert.

Die Haupt nach Maxwell und ein anderer Zusammenhang mit Brechungsindex

Die Haupt nach Fresnel und ein Zusammenhang auf der Maxwell mit Brechungsindex

Maxwell's prediction wird ein Lichtstrahl nach oben reflektiert, was jedoch die Geometrie des Experiments veränderte.



1.1 Wellengleichung und Helmholtz-Gleichung

1.1.1 Wellengleichung

Gegeben ist die Wellengleichung $\Delta u = 0$ und $\Delta u = \mu^2 u$, wobei μ die Wellenzahl ist. Die Wellengleichung ist für verschiedene Dimensionen, $d=1, 2, 3$ und Helmholtz $\Delta u = -k^2 u$ (wobei k die Wellenzahl ist) und die Helmholtz-Gleichung $\Delta u = -k^2 u$ (wobei k die Wellenzahl ist) und die Helmholtz-Gleichung $\Delta u = -k^2 u$ (wobei k die Wellenzahl ist).

Die Wellengleichung ist $\Delta u = 0$ und die Helmholtz-Gleichung ist $\Delta u = -k^2 u$. (1.1)

Die Wellengleichung ist $\Delta u = 0$ und die Helmholtz-Gleichung ist $\Delta u = -k^2 u$.

$$\Delta u = 0 \quad \Delta u = -k^2 u$$
(1.2)

$$u(x,y) = \cos(\frac{x}{2}) \quad u(x,y) = \frac{1}{2} \cos(\frac{x}{2}) - \frac{1}{2} \cos(\frac{x}{2})$$

Die Wellengleichung ist die Helmholtz-Gleichung mit $k=0$.

Wellengleichung $\Delta u = 0$ (1.3)

Die Wellengleichung ist die Helmholtz-Gleichung mit $k=0$. Die Wellengleichung ist die Helmholtz-Gleichung mit $k=0$. Die Wellengleichung ist die Helmholtz-Gleichung mit $k=0$.

Die Wellengleichung ist die Helmholtz-Gleichung mit $k=0$. Die Wellengleichung ist die Helmholtz-Gleichung mit $k=0$. Die Wellengleichung ist die Helmholtz-Gleichung mit $k=0$.

Die Wellengleichung ist die Helmholtz-Gleichung mit $k=0$. Die Wellengleichung ist die Helmholtz-Gleichung mit $k=0$. Die Wellengleichung ist die Helmholtz-Gleichung mit $k=0$.

Die Wellengleichung ist die Helmholtz-Gleichung mit $k=0$. Die Wellengleichung ist die Helmholtz-Gleichung mit $k=0$. Die Wellengleichung ist die Helmholtz-Gleichung mit $k=0$.

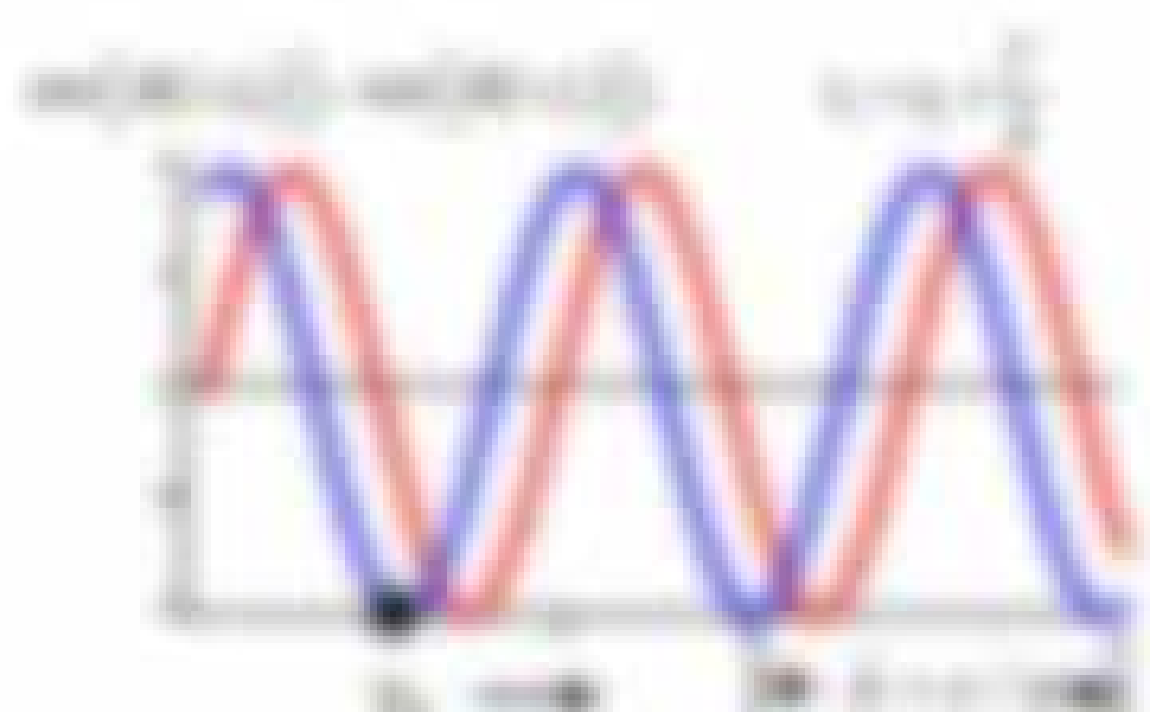
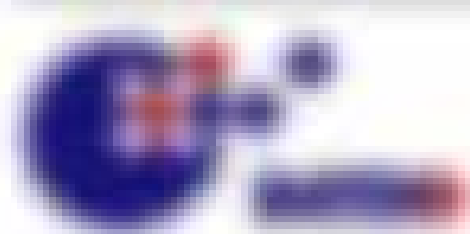


Abbildung 1: Wellengleichung und Helmholtz-Gleichung

Die Wellengleichung ist die Helmholtz-Gleichung mit $k=0$. Die Wellengleichung ist die Helmholtz-Gleichung mit $k=0$. Die Wellengleichung ist die Helmholtz-Gleichung mit $k=0$.

Die Wellengleichung ist die Helmholtz-Gleichung mit $k=0$. Die Wellengleichung ist die Helmholtz-Gleichung mit $k=0$. Die Wellengleichung ist die Helmholtz-Gleichung mit $k=0$.



Eigensatz Bestimmung einer Ebene durch zwei Punkte

$$\vec{r}(x,y,z) = \vec{r}_1 + \lambda(\vec{r}_2 - \vec{r}_1) + \mu(\vec{r}_2 - \vec{r}_1) \times (\vec{r}_2 - \vec{r}_1) \quad (1.10)$$

$\vec{r}(x,y,z) = (2x - 3y + 4z)$ heißt Ebene, mit Richtungsvektor $\vec{a} = (2, -3, 4)$.

$\vec{r}(x,y,z) = \vec{r}(x',y',z') + \vec{a}$, $\vec{a} = (2, -3, 4)$

Normalenvektor der Ebenengleichung $\vec{r}(x,y,z) = \vec{r}_0 + \lambda\vec{a} + \mu\vec{b}$ $\vec{n}(x,y,z) = \vec{a} \times \vec{b} = \vec{a} \times (\vec{r} - \vec{r}_0)$
 Ebenengleichung

1.4.2 Kugelgleichung

Eigensatz (1.11) heißt die Kugelgleichung (normale Schreibweise)

$$|\vec{r} - \vec{r}_0|^2 = r^2 \quad (1.11) \quad (1.12)$$

mit $\vec{r} = (x,y,z)$, $\vec{r}_0 = (x_0,y_0,z_0)$, $r = \sqrt{x_0^2 + y_0^2 + z_0^2}$ ist der Abstand von \vec{r} zu \vec{r}_0 .

Die Kugelgleichung $(x-x_0)^2 + (y-y_0)^2 + (z-z_0)^2 = r^2$ ist eine Ebene (1D) und daher sind ihre Lösungen auch linear kombinierbar! Die einfachste Lösung ist eine Ebene durch zwei Punkten \vec{r}_1 und \vec{r}_2 .

$$\vec{r}(x,y,z) = \vec{r}_1 + \lambda(\vec{r}_2 - \vec{r}_1) + \mu(\vec{r}_2 - \vec{r}_1) \times (\vec{r}_2 - \vec{r}_1) \quad (1.13)$$

$\vec{r} = (x,y,z)$ gibt die Kugelgleichung und die Normalenvektor der Ebene an und stellt sie her (normalenvektor \vec{n} ist $\vec{a} \times \vec{b}$, $\vec{a} = \vec{r}_2 - \vec{r}_1$, $\vec{b} = \vec{r}_2 - \vec{r}_1$)

Der Normalenvektor \vec{n} ist senkrecht auf der Ebene. Das bedeutet, dass die Ebene eine konstante Phase hat $\vec{n} \cdot \vec{r} = \text{const}$.

Es gilt $\vec{r} \cdot \vec{n} = |\vec{r}| |\vec{n}| \cos(\theta) = \text{const}$ (1.14)

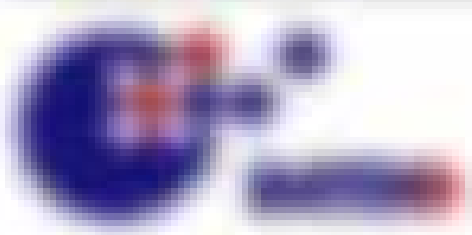


Beispiel für eine Phasefront beschreiben wir die Ebene $\vec{r}(x,y,z) = (x,y,z)$, es ist die Normalenvektor $\vec{n} = (1,1,1)$ $\vec{n} \cdot \vec{r} = x+y+z = \text{const}$ $\vec{n} = (1,1,1)$

Für die Ebene $\vec{r}(x,y,z) = (x,y,z)$

$$\vec{n} = (1,1,1) \quad (1.15)$$

mit $\vec{r} = (x,y,z)$



Zusammenfassung

Die Wellengleichung ist linear, d.h. wenn die LHS verschwindet, so ist auch die RHS verschwindend. Die Wellengleichung ist also ein Randwertproblem.

2.4.3 Randwertprobleme

Das Randwertproblem ist gegeben durch $\Delta u = f(x, y)$ in Ω mit $u = g$ auf $\partial\Omega$.
 Ist Ω ein rechteckiges Gebiet

$$\Omega = \{(x, y) \mid 0 < x < a, 0 < y < b\} \quad (2.4.3)$$

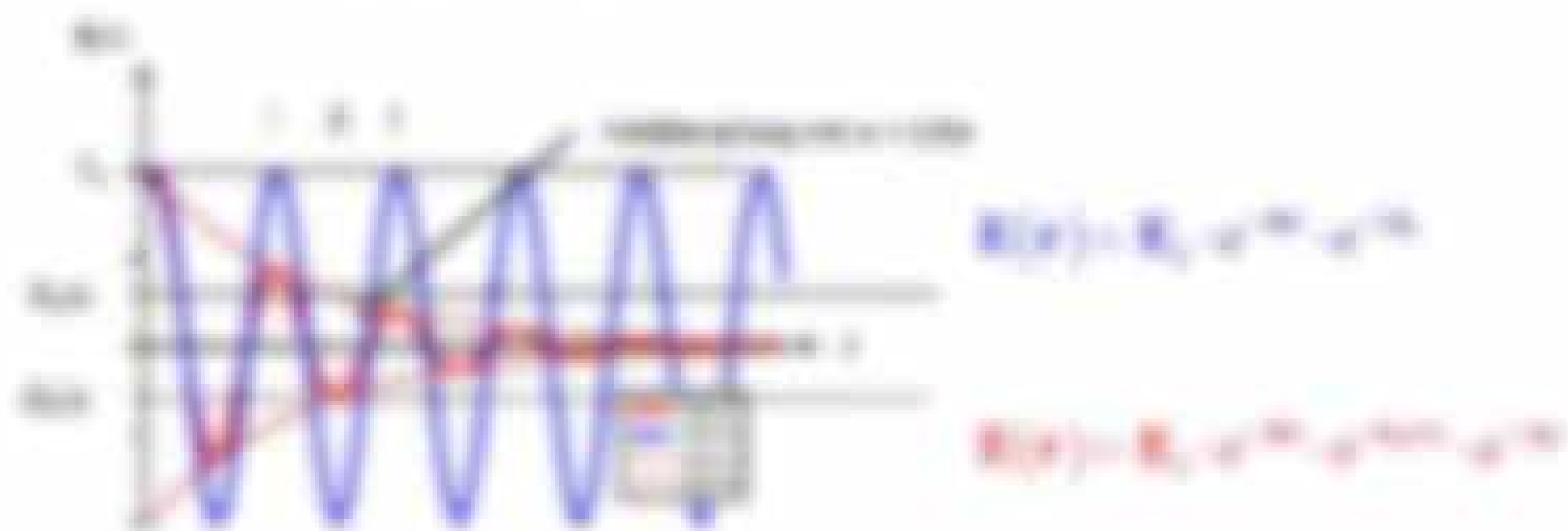
so kann man die Randwertprobleme $\Delta u = f(x, y)$ in Ω mit $u = g$ auf $\partial\Omega$ in vier Randwertprobleme zerlegen, die jeweils durch $\Delta u = f(x, y)$ in Ω mit $u = g$ auf $\partial\Omega$ gegeben sind.

$$u(x, y) = \sum_{n=1}^{\infty} \left(A_n \cos\left(\frac{n\pi x}{a}\right) + B_n \sin\left(\frac{n\pi x}{a}\right) \right) \sin\left(\frac{n\pi y}{b}\right)$$

ist $\Delta u = f(x, y)$ in Ω mit $u = g$ auf $\partial\Omega$ (2.4.4)

oder für die Randwertprobleme $\Delta u = f(x, y)$ in Ω mit $u = g$ auf $\partial\Omega$.

$$u(x, y) = \sum_{n=1}^{\infty} \left(C_n \cos\left(\frac{n\pi x}{a}\right) + D_n \sin\left(\frac{n\pi x}{a}\right) \right) \cos\left(\frac{n\pi y}{b}\right)$$



Die Lösung des Randwertproblems ist gegeben durch $u(x, y) = \sum_{n=1}^{\infty} \left(A_n \cos\left(\frac{n\pi x}{a}\right) + B_n \sin\left(\frac{n\pi x}{a}\right) \right) \sin\left(\frac{n\pi y}{b}\right)$.

2.5 Wellenfunktionen im Orts- und Frequenzraum

Wie es zu erwarten ist, ebene ebene Wellen in Abhängigkeit von \vec{k} darzustellen, hat es zu erwarten, da in Abhängigkeit von \vec{k} nur eine bestimmte Richtung $\vec{k} = (k_x, k_y, k_z)$ darzustellen ist, aber für die Wellenlängen λ, μ, ν .

Der Betrag der Wellenvektoren $|\vec{k}| = 2\pi/\lambda$ beschreibt den scharfen Peak der ebene Wellen im \vec{k} -Raum. Nach Umkehrung muss eine ebene ebene ebene Wellen \vec{k} eine große ebene ebene Wellen sein $\lambda \rightarrow 0$ in $\vec{k} \rightarrow \infty$.

Wellenfunktion

$$\vec{k} = \frac{2\pi}{\lambda} \vec{e}_k$$

(2.20)

Es ist zu erwarten, dass eine ebene Wellen in Abhängigkeit von \vec{k} ist.

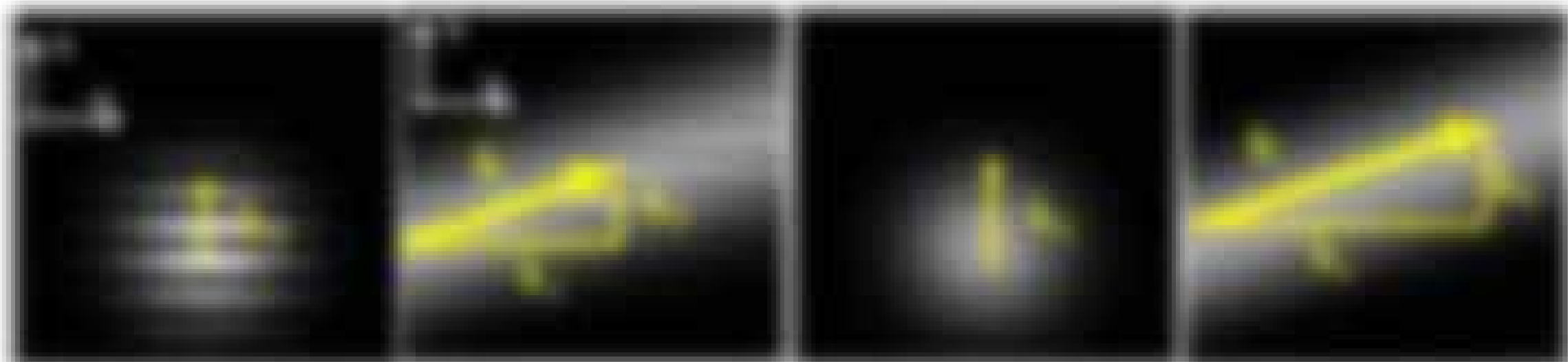


Abbildung 2.5: Darstellung der Wellenfunktion im Orts- und Frequenzraum. Die Wellen sind in der \vec{k} -Ebene dargestellt. Die Wellen sind in der \vec{k} -Ebene dargestellt.

2.5.1 Darstellung einer ebene Wellen im Ortsraum

Wie es zu erwarten ist, ebene ebene Wellen in Abhängigkeit von \vec{k} ist.

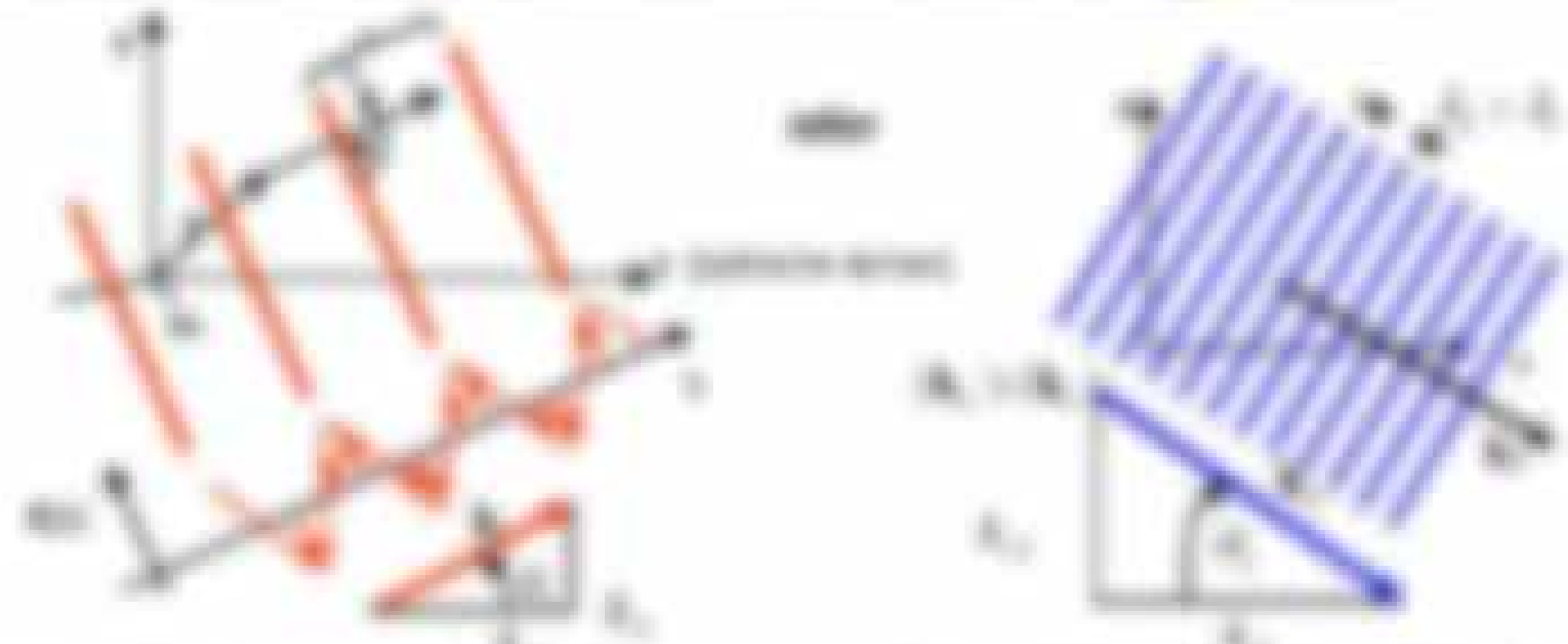
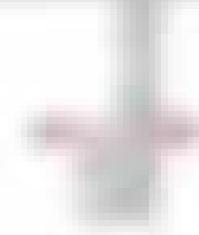
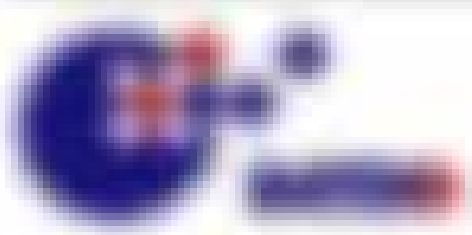


Abbildung 2.5.1: Darstellung der Wellenfunktion im Ortsraum. Die Wellen sind in der \vec{k} -Ebene dargestellt.

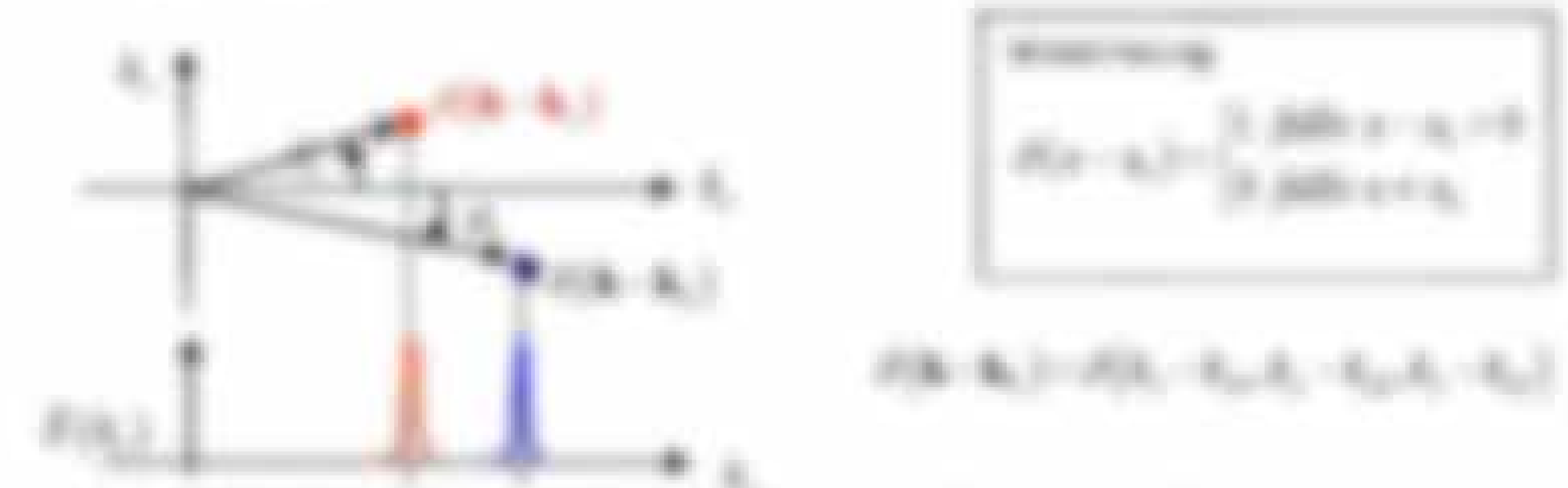
Es ist zu erwarten, dass eine ebene Wellen in Abhängigkeit von \vec{k} ist. Die Wellen sind in der \vec{k} -Ebene dargestellt. Die Wellen sind in der \vec{k} -Ebene dargestellt.



1.1.2 Umkehrung im 2-Daum

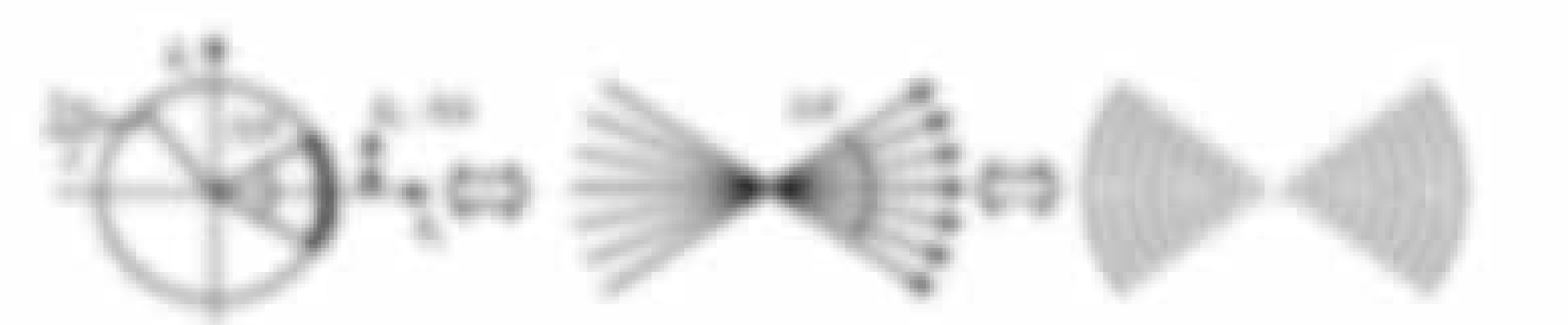
Wie bereits erwähnt ist die Umkehrabbildung umkehrbar (für $x \neq y$ gilt $y \neq x$) und es gilt keine Umkehrabbildung, aber die Umkehrabbildung ist genau: (und man alle 2-Dimensionen im Ursprung liegen, dann werden die 2 Punkte zur Umkehrung sein)

Die Umkehrung im 2-Daum beschreibt die Umkehrung über den Ursprung (0, 0) und ist genau die Umkehrabbildung in über den Ursprung (0, 0) und ist genau die Umkehrabbildung $(x, y) \rightarrow (-x, -y)$



Umkehrung im 2-Daum (Ursprung) und Umkehrabbildung im 2-Daum (Ursprung)

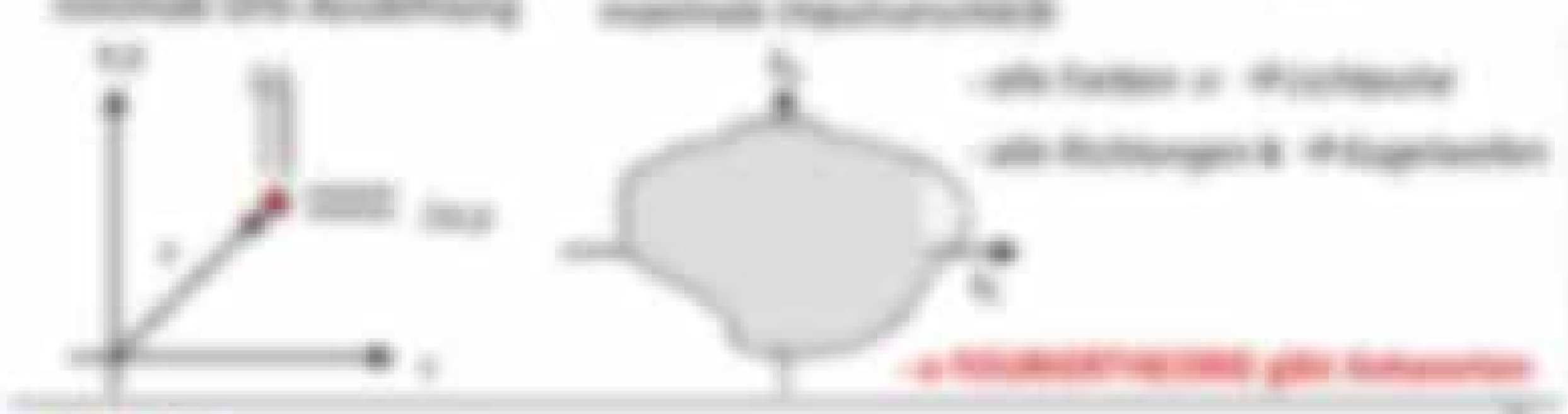
Die Umkehrabbildung im 2-Daum (Ursprung) ist die Umkehrabbildung $(x, y) \rightarrow (-x, -y)$ und ist genau die Umkehrabbildung im 2-Daum (Ursprung)



Die Umkehrabbildung im 2-Daum (Ursprung) ist die Umkehrabbildung $(x, y) \rightarrow (-x, -y)$ und ist genau die Umkehrabbildung im 2-Daum (Ursprung)

Die Umkehrabbildung im 2-Daum (Ursprung) ist die Umkehrabbildung $(x, y) \rightarrow (-x, -y)$ und ist genau die Umkehrabbildung im 2-Daum (Ursprung)

Die Umkehrabbildung im 2-Daum (Ursprung) ist die Umkehrabbildung $(x, y) \rightarrow (-x, -y)$ und ist genau die Umkehrabbildung im 2-Daum (Ursprung)



1.8 Wellenüberlagerung: Interferenz und Kohärenz

1.8.1 Algorithmen und Notationen

Die folgenden sind algorithmisch und damit universell. Trümpfungswörter sind Beschränkung von 2D-Feldüberlagerungen basierend auf mathematischen Techniken.

Notation

- Lineare Superposition von Feldern $E_{\text{Ges}}(x,t) = \sum E_i(x,t)$
- Maß für die Kohärenz eines Feldes

Notation

- Maß für die Phasenkohärenz von Feldern
- Maß für die Amplitudenkohärenz von Feldern

Wellenfunktion $E(x,t) = E_0 \cos(kx - \omega t + \phi)$

$$E(x,t) = E_0 \cos(kx - \omega t + \phi) \quad \text{oder} \quad E(x,t) = E_0 \cos(kx - \omega t) + E_0 \sin(kx - \omega t) \quad (1)$$

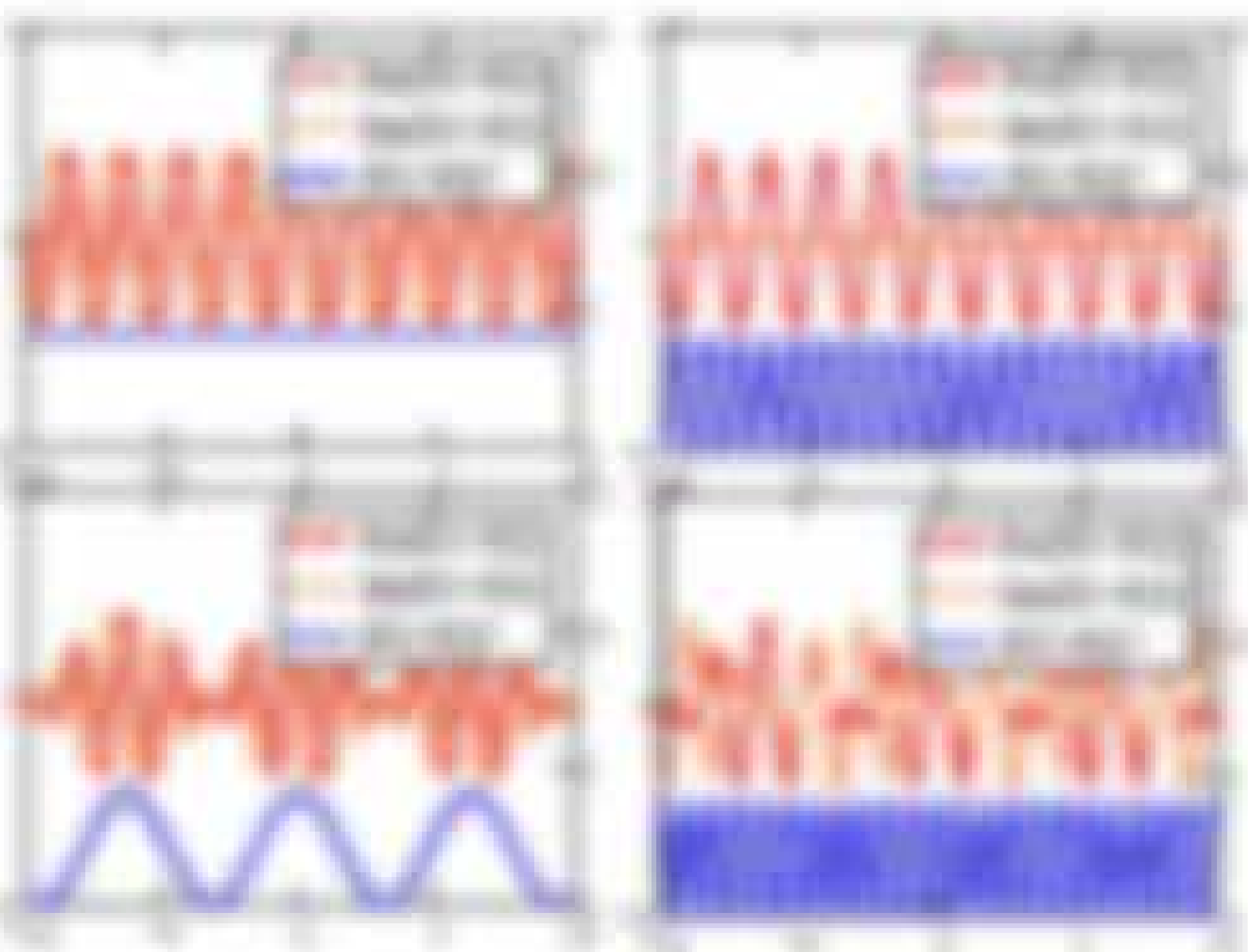
Wellenfunktion $E(x,t) = E_0 \cos(kx - \omega t + \phi)$

$$E(x,t) = E_0 \cos(kx - \omega t + \phi) = E_0 \cos(kx - \omega t) \cos(\phi) - E_0 \sin(kx - \omega t) \sin(\phi) \quad (2)$$

1.8.2 Kohärenz

Kohärenz (Wellenfunktion) Überlagerung zweier Wellen E_1 und E_2 . Was sind dann die Kohärenzparameter?

$$\begin{aligned} I &= \langle E_1^2 + E_2^2 + 2E_1 E_2 \rangle = \langle E_1^2 \rangle + \langle E_2^2 \rangle + 2 \langle E_1 E_2 \rangle \\ &= I_1 + I_2 + 2 \langle E_1 E_2 \rangle \\ &= I_1 + I_2 + 2 \sqrt{I_1 I_2} \langle \cos(\phi) \rangle \end{aligned} \quad (3)$$



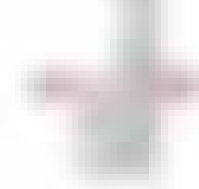
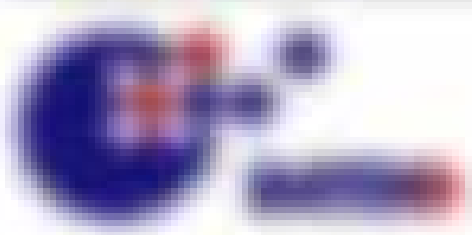
Wellen E_1 und E_2 überlagern sich. Die resultierende Wellenfunktion E_{Ges} ist die Summe der beiden Wellen. Die Intensität I ist das Quadrat der Amplitude. Die Kohärenzparameter sind $\langle \cos(\phi) \rangle$ und $\langle \sin(\phi) \rangle$.

Wellen E_1 und E_2 sind in Phase ($k=0, \phi=0$) und überlagern sich konstruktiv.

Wellen E_1 und E_2 sind um π phasenverschoben ($k=\pi, \phi=0$) und überlagern sich destruktiv.

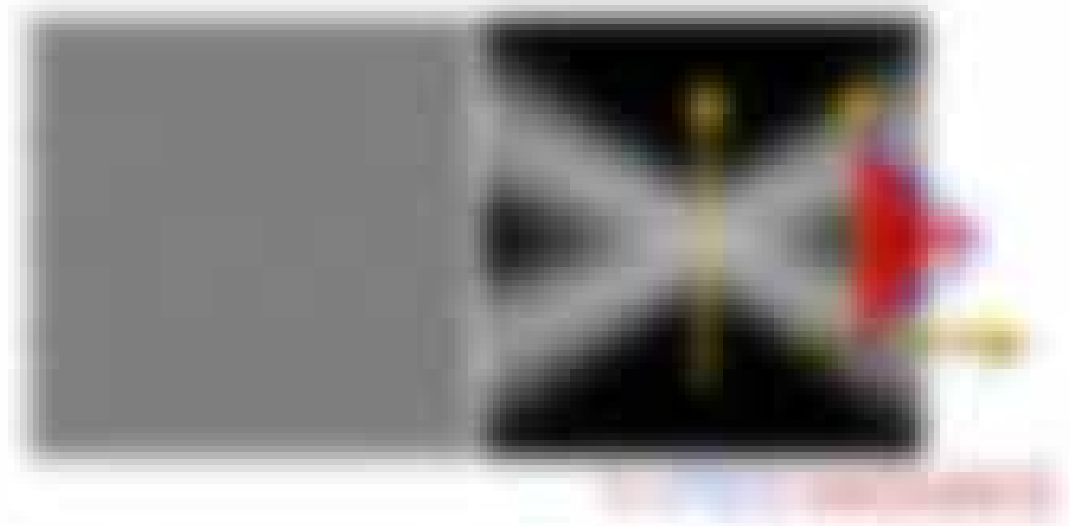
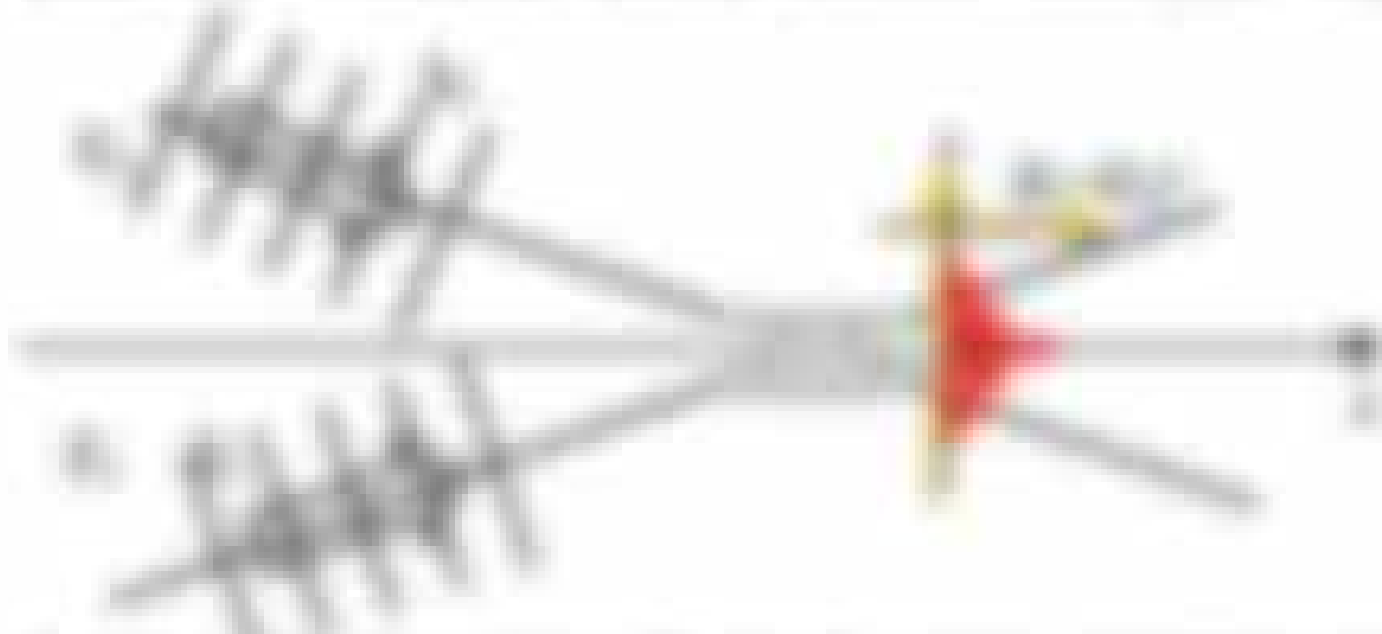
Wellen E_1 und E_2 sind um $\pi/2$ phasenverschoben ($k=0, \phi=\pi/2$) und überlagern sich teilweise.

Wellen E_1 und E_2 sind um $\pi/2$ phasenverschoben ($k=\pi, \phi=\pi/2$) und überlagern sich teilweise.



Betrachten wir zwei harmonische Wellen, Wellenvektor \vec{k} der Frequenz ω .

Die Wellen ψ_1 und ψ_2 interferieren mit $\psi_1(x,t) = \psi_0 \cos(k_1 x - \omega t)$ und ψ_2 entsprechend



Bestimmen Sie den neuen Wellenvektor k und die neue Winkelgeschwindigkeit ω der resultierenden Wellen. Geben Sie die Wellenlänge λ und die Frequenz f an.

Ergebnisformel (nicht nur für die Wellenlänge, sondern für $\psi(x,t) = \psi_0 \cos(kx - \omega t)$):

$$\psi_1 + \psi_2 = \psi_0 \cos(k_1 x - \omega t) + \psi_0 \cos(k_2 x - \omega t) = 2\psi_0 \cos\left(\frac{k_1 + k_2}{2}x - \omega t\right) \cos\left(\frac{k_1 - k_2}{2}x\right)$$

Falls $k_1 = k_2 = k$ und $\omega_1 = \omega_2 = \omega$ gilt $\psi(x,t) = 2\psi_0 \cos(kx - \omega t)$ und $\lambda = \frac{2\pi}{k}$ und $f = \frac{\omega}{2\pi}$.

Die Formel für die Wellenlänge λ lautet allgemein:

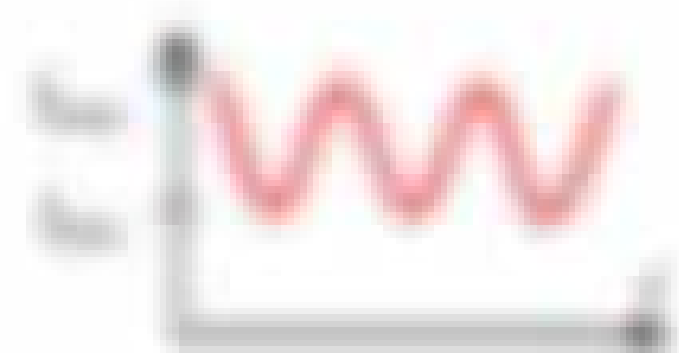
$$\lambda = \frac{2\pi}{k} = \frac{2\pi}{\frac{k_1 + k_2}{2}} = \frac{4\pi}{k_1 + k_2} \quad 0,20$$

Bestimmen Sie die Wellenlänge λ und die Frequenz f für $\psi(x,t) = \psi_0 \cos(kx - \omega t)$ bei $k_1 = k_2 = k$ und $\omega_1 = \omega_2 = \omega$.

$$\lambda = \frac{2\pi}{k} \quad 0,20$$

Falls $k_1 = k_2 = k$ und $\omega_1 = \omega_2 = \omega$ gilt $\psi(x,t) = 2\psi_0 \cos(kx - \omega t)$ und $\lambda = \frac{2\pi}{k}$ und $f = \frac{\omega}{2\pi}$.

$$\lambda = \frac{2\pi}{k} = \frac{2\pi}{\frac{k_1 + k_2}{2}} = \frac{4\pi}{k_1 + k_2}$$

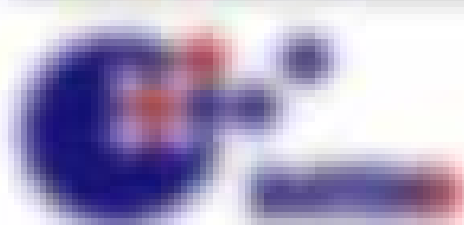


Es sei $\psi(x,t) = \psi_0 \cos(kx - \omega t)$ die Wellenfunktion einer harmonischen Wellen. Geben Sie die Wellenlänge λ und die Frequenz f an.

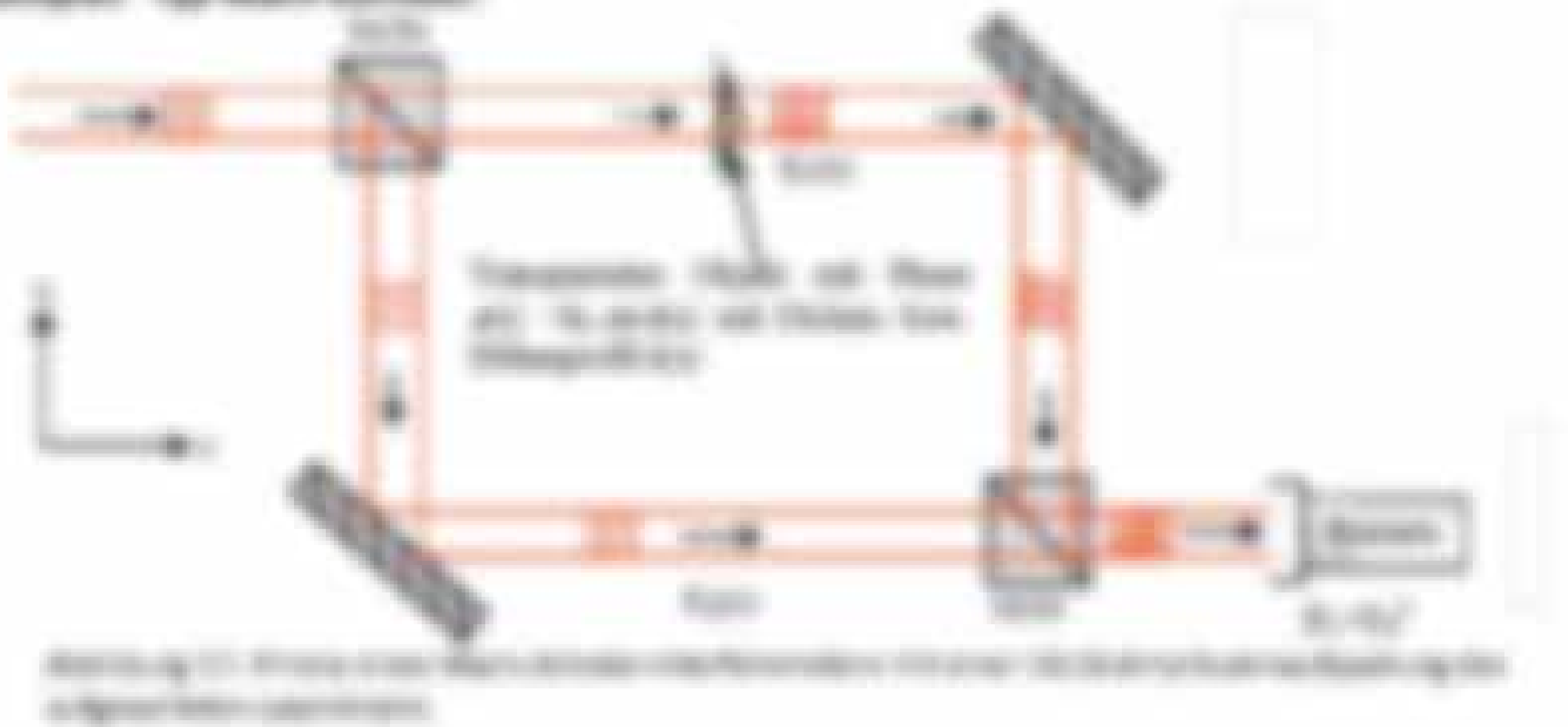
Wellenlänge und Frequenz

Bestimmen Sie die Wellenlänge λ und die Frequenz f für $\psi(x,t) = \psi_0 \cos(kx - \omega t)$.

Die Wellenlänge λ ist die Distanz zwischen zwei aufeinanderfolgenden Maxima (oder Minima) einer Wellenfunktion. Die Frequenz f ist die Anzahl der Maxima (oder Minima) pro Zeiteinheit. Die Wellenlänge λ und die Frequenz f sind durch die Wellenvektor k und die Winkelgeschwindigkeit ω gegeben durch $\lambda = \frac{2\pi}{k}$ und $f = \frac{\omega}{2\pi}$.



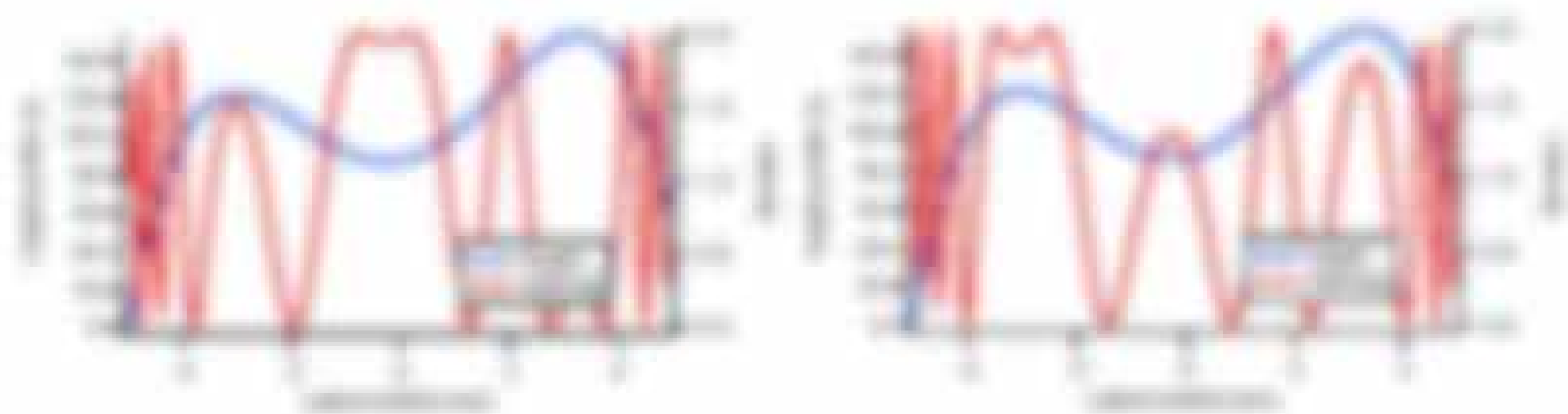
Aufgabe 10: Top-Mark-Behälter



Die $\vec{d}_1(t) = d_1 \cdot e^{i\omega t}$ und $\vec{d}_2(t) = d_2 \cdot e^{i\omega t}$ sind die beiden Lagerstellen der

$$\Rightarrow \vec{d}(t) = \vec{d}_1(t) + \vec{d}_2(t) = d_1 \cdot e^{i\omega t} + d_2 \cdot e^{i\omega t} = (d_1 + d_2) \cdot e^{i\omega t} \quad (10.1)$$

Die Lagerstellen sind durch die Lagerstellen d_1 und d_2 gegeben, welche auf der vertikalen gemessen sind. Die Lagerstellen von der horizontalen sind durch die Lagerstellen d_1 und d_2 gegeben.

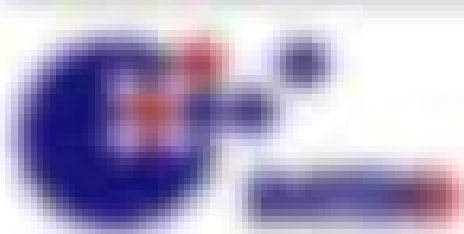


Analogie zu einer vierfachlagernden Dreh- und Schubwellenlagerung (siehe Aufgabenstellung).

Phasenverschiebung

Die Phasenverschiebung $\vec{d}(t) = d \cdot e^{i\omega t} + d \cdot e^{i(\omega t + \frac{\pi}{2})}$ (11.1)

Die Phasenverschiebung ist die Verschiebung der Phase um $\frac{\pi}{2}$ (90 Grad). Die Phasenverschiebung ist die Verschiebung der Phase um $\frac{\pi}{2}$ (90 Grad). Die Phasenverschiebung ist die Verschiebung der Phase um $\frac{\pi}{2}$ (90 Grad).



Wieder unter dieser Bedingung über die Größe $g(x, y)$ resultiert aus einer 2D-Fouriertransformation $G(u, v) = \mathcal{F}\{g(x, y)\} = \int \int g(x, y) \exp(-j2\pi(ux + vy)) dx dy$ die 2D-Fouriertransformation $G(u, v)$ des Bildes $g(x, y)$ an der Stelle $(u, v) = (0, 0)$ (das heißt $G(0, 0)$) für die Transformation in Transformationen von Punkt (u, v) zu $(0, 0)$.

$G(0, 0) = \int \int g(x, y) dx dy$. Die Transformation $G(u, v)$ ist die Transformation der Fouriertransformation $G(u, v)$ der Transformation $G(u, v)$.

Beispiel für 2D-Fouriertransformation

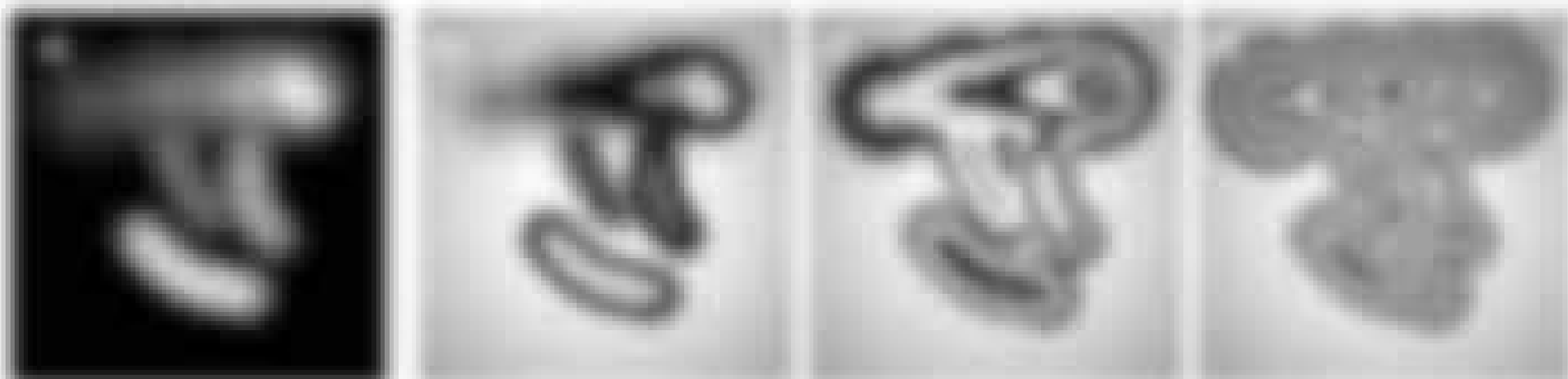


Abbildung 1.1.1: Die Transformation $G(u, v) = \mathcal{F}\{g(x, y)\}$ eines Bildes $g(x, y)$ in eine 2D-Fouriertransformation $G(u, v)$ (links) und die Transformation $G(u, v)$ in die Transformation $G(u, v)$ (rechts). Die Transformation $G(u, v)$ ist die Transformation $G(u, v)$ der Transformation $G(u, v)$.

1.1.2 Grundlagen der Bildverarbeitung

Methoden: Bildverarbeitung umfasst alle Vorgehensweisen, um aus einem Bild Informationen zu gewinnen, die mit der menschlichen Wahrnehmung übereinstimmen. Dabei werden nur die relevanten Informationen und -strukturen, wie z. B. Kanten, optische Flächen, Formen usw.

Figure 1.1.2: Grundlagen der Bildverarbeitung

- (a) Original (unverändert) und (b) Original (unverändert)

Beispiel: Bildverarbeitung in der Praxis

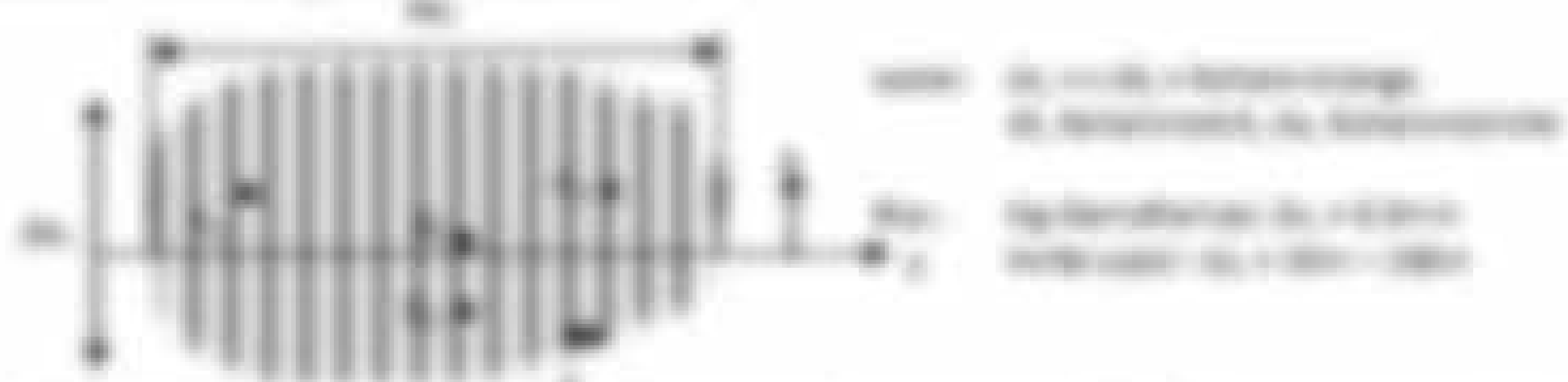


Abbildung 1.1.2: Die Transformation $G(u, v) = \mathcal{F}\{g(x, y)\}$ eines Bildes $g(x, y)$ in eine 2D-Fouriertransformation $G(u, v)$ (links) und die Transformation $G(u, v)$ in die Transformation $G(u, v)$ (rechts).

Die Transformation $G(u, v)$ eines Bildes

$$G(u, v) = \int \int g(x, y) \exp(-j2\pi(ux + vy)) dx dy$$

(1.1)

es ergibt sich durch eine Überlagerung mehrerer Bilder mit unterschiedlichen Frequenzen f_1, f_2, \dots, f_n (mit $f_1 = 0$). Die Transformation $G(u, v)$ ergibt sich durch eine Überlagerung mehrerer Bilder mit unterschiedlichen Frequenzen f_1, f_2, \dots, f_n .

Die Wellenfront: Haben die Punkte A_1, A_2, \dots ($t = t_0$) und B_1, B_2, \dots ($t = t_0 + \Delta t$) jeweils eine Phasenkonstante φ , so bilden Teile dieser Punkte Wellenfronten.

Die Wellenfront

Man schenke der Wellenung durch eine Doppelschlitze und sieht, wie ausgehend der Wellenfrontenmuster in weiter Richtung z . Der Grad der Wellenung wird durch $\varphi = \varphi(z)$ quantitativ beschrieben. Der räumliche Wellenvektor k hängt vom Abstand der Punkte A_1 und A_2 ab, also ebenfalls durch den Gitterabstand $d = |A_1 A_2|$, der räumliche Wellenvektor k hängt vom Abstand $d = |A_1 A_2|$ der Punkte A_1 und A_2 ab, wobei durch eine Phasendifferenz φ .



Abbildung 2.8.1 Wellenfronten durch 2 Schlitze. In weiterem z -Richtung ist die Wellenfront durch Interferenzerscheinungen charakterisiert durch $\varphi = \varphi(z)$ mit dem räumlichen Wellenvektor k .

Die Wellenung wird der Gradient von der Wellenfront φ , das durch die Wellenfronten charakterisiert ist. Die Gitterabstände d sind dann:

$$d \sin(\alpha) = \lambda \sin(\beta) \quad (2.8.1)$$

Wählt man jeweils über zwei Schlitze (z_1, z_2) mit Phasendifferenzen $\varphi_1 = \varphi(z_1, t) - \varphi(z_2, t) = \Delta\varphi$ und Zeitdifferenzen $\Delta t = t_2 - t_1$, und damit über die Phasengeschwindigkeit $v^2 = \frac{\partial \varphi}{\partial t} = \frac{\partial \varphi}{\partial z} \frac{\partial z}{\partial t}$ bzw. $v = \frac{\partial \varphi}{\partial k}$, so erhält man den Wellenvektor

$$k = \frac{\partial \varphi}{\partial z} = \frac{\partial \varphi}{\partial z} \frac{\partial z}{\partial t} \frac{\partial t}{\partial z} = \frac{\partial \varphi}{\partial z} \frac{\partial \varphi}{\partial t} \frac{\partial t}{\partial z} = \frac{\partial \varphi}{\partial z} \frac{\partial \varphi}{\partial t} \frac{1}{v} \quad (2.8.2)$$

Der Wellenvektor $k(z) = \frac{\partial \varphi}{\partial z}$ der Phasenfunktion. Durch die Wellenung von jeweils zwei Schlitzen aus verschiedenen Richtungen oder Wellenfronten ergibt sich eine, wenn verschiedene Wellenfrontenmuster. Durch die Wirkung der Wellenfronten Wellenfronten reduziert sich der Wellenvektor der Wellenfronten über den Wellenvektor $k(z)$.

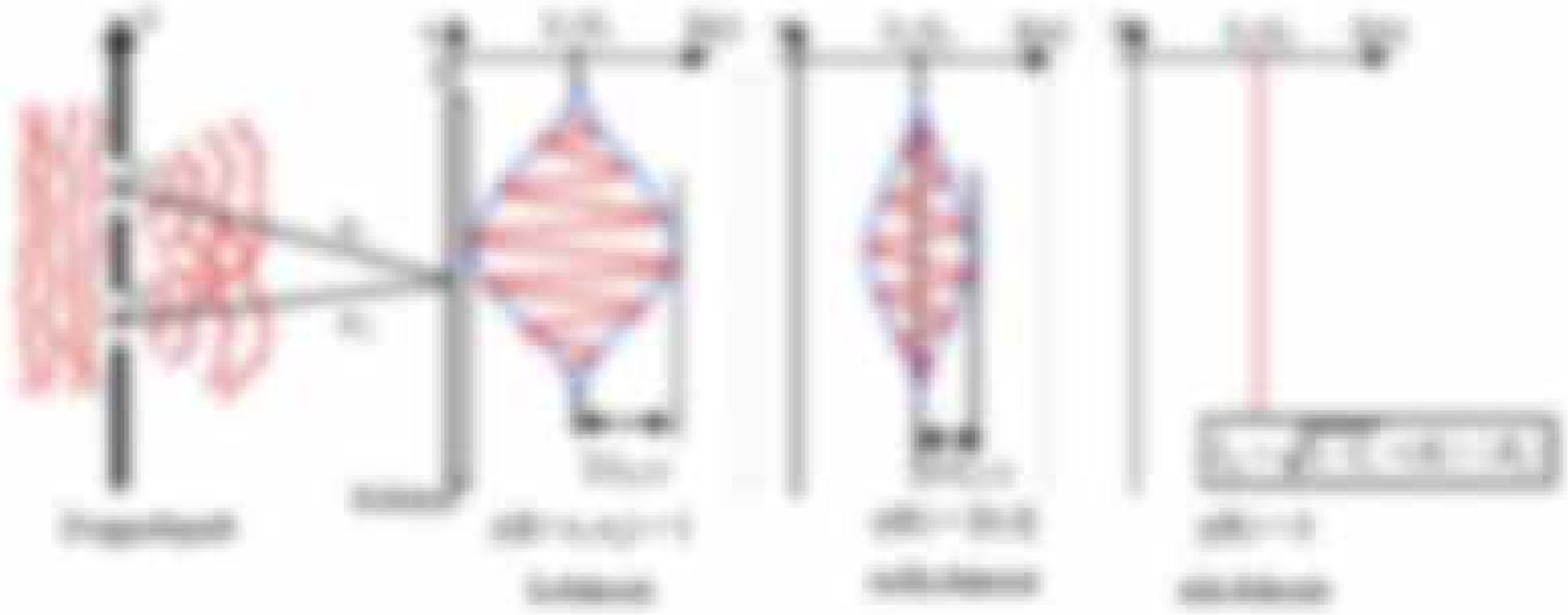
Es ergibt sich somit eine Wellenfunktion $\varphi(z, t) = \varphi(z) + \varphi(t)$ (2.8.3)

$$\varphi(z, t) = \varphi(z) + \varphi(t) = \varphi(z) + \varphi(t) \quad (2.8.3)$$

Die Phasenfunktion $\varphi(z, t) = \varphi(z) + \varphi(t)$ und $\varphi(z) = \varphi(z)$ gilt über nicht mehr.

Interferenzgitter (Gitter) 1 + 2

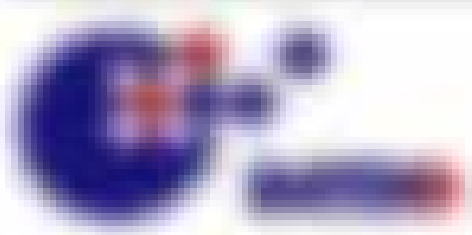
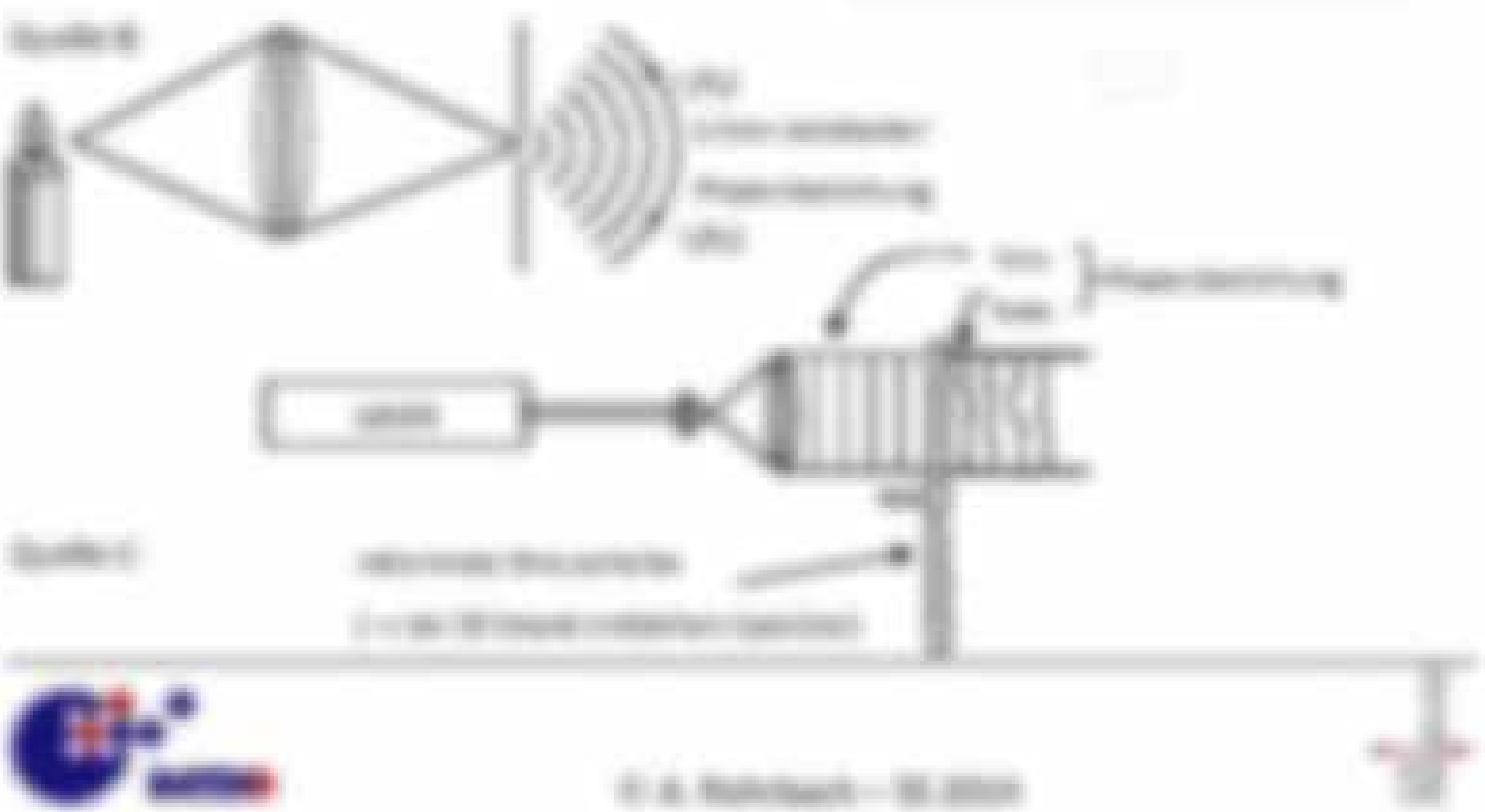
Werte von n der Beugungswinkel α mit $\lambda = 0,5 \mu\text{m}$ und $\lambda = 0,6 \mu\text{m}$ sowie mit d als Gitterkonstante, die Beugungswinkel α sind definiert für $\lambda = 0,5 \mu\text{m}$



Bestimmung der Gitterkonstante d durch die Beugungswinkel α für $n=1$ und $n=2$ bei $\lambda = 0,5 \mu\text{m}$ und $\lambda = 0,6 \mu\text{m}$

Bestimmung der Gitterkonstante d durch die Beugungswinkel α

n	$\lambda = 0,5 \mu\text{m}$	$\lambda = 0,6 \mu\text{m}$	Beugungswinkel α	d
1	$\alpha_1 = 10,4^\circ$	$\alpha_1 = 9,6^\circ$	$10,4^\circ$	$0,95 \mu\text{m}$
2	$\alpha_2 = 20,8^\circ$	$\alpha_2 = 19,2^\circ$	$20,8^\circ$	$0,95 \mu\text{m}$
3	$\alpha_3 = 31,2^\circ$	$\alpha_3 = 28,8^\circ$	$31,2^\circ$	$0,95 \mu\text{m}$
4	$\alpha_4 = 41,6^\circ$	$\alpha_4 = 38,4^\circ$	$41,6^\circ$	$0,95 \mu\text{m}$



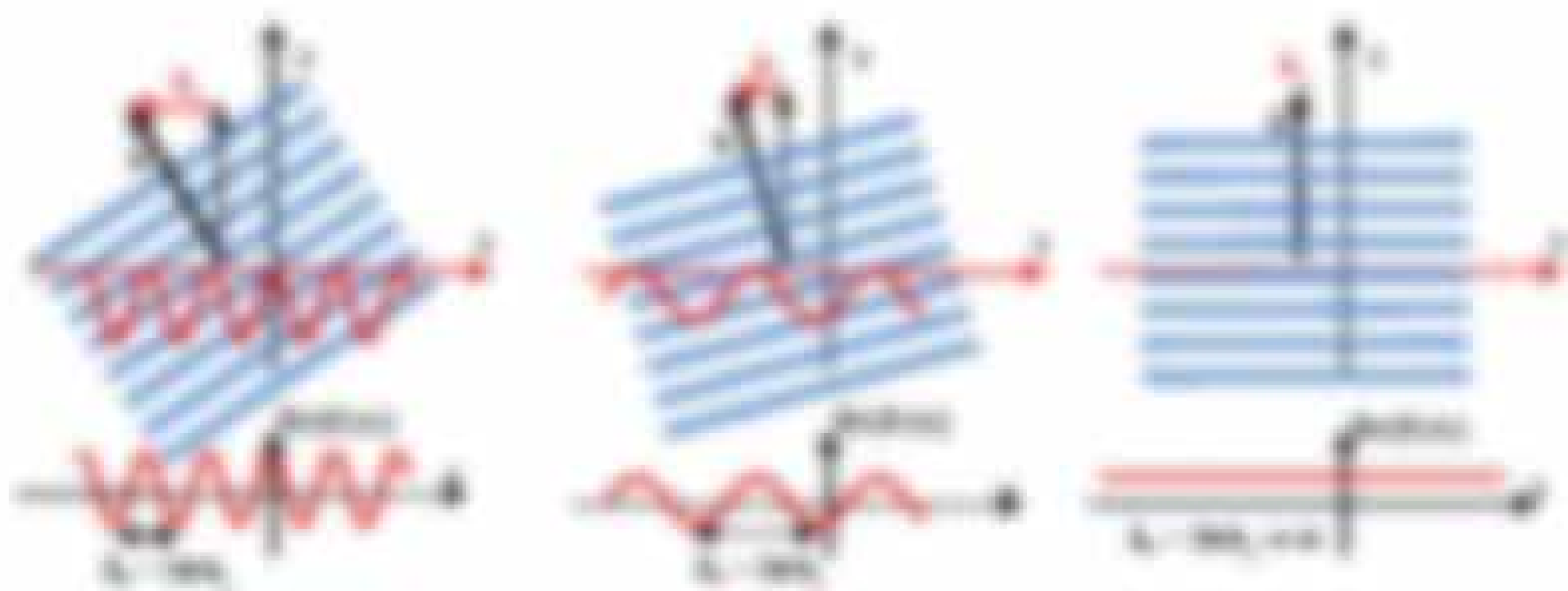


Abbildung 10: Reflexion an einer festen (links) oder beweglichen (Mitte) Enden einer Mediums. Unten ist die kontinuierliche Reflexion an einer festen (links) oder beweglichen (Mitte) Enden einer Mediums. $L = 200$ ist die Länge des Mediums.

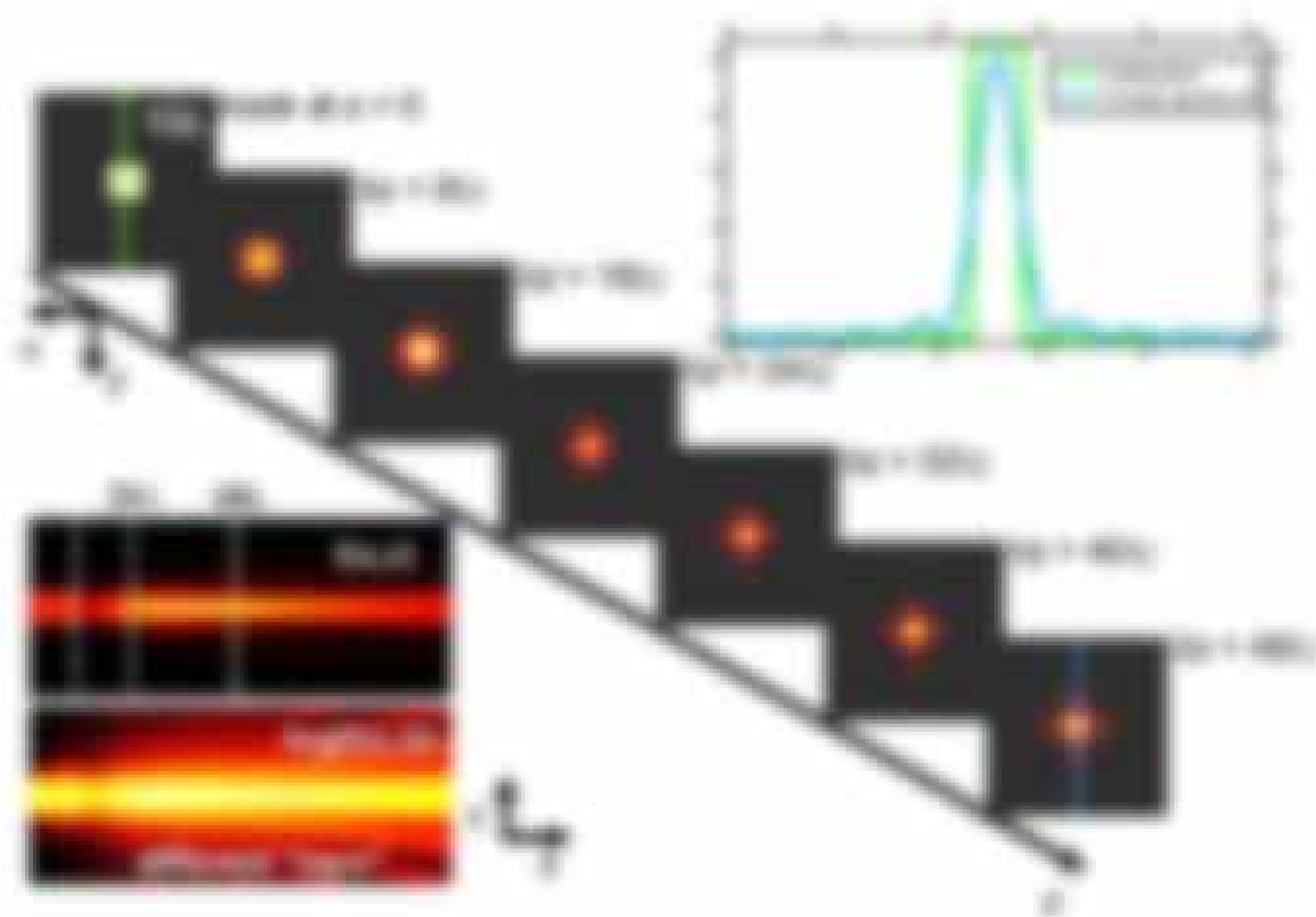
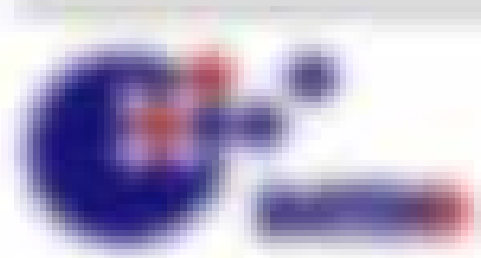
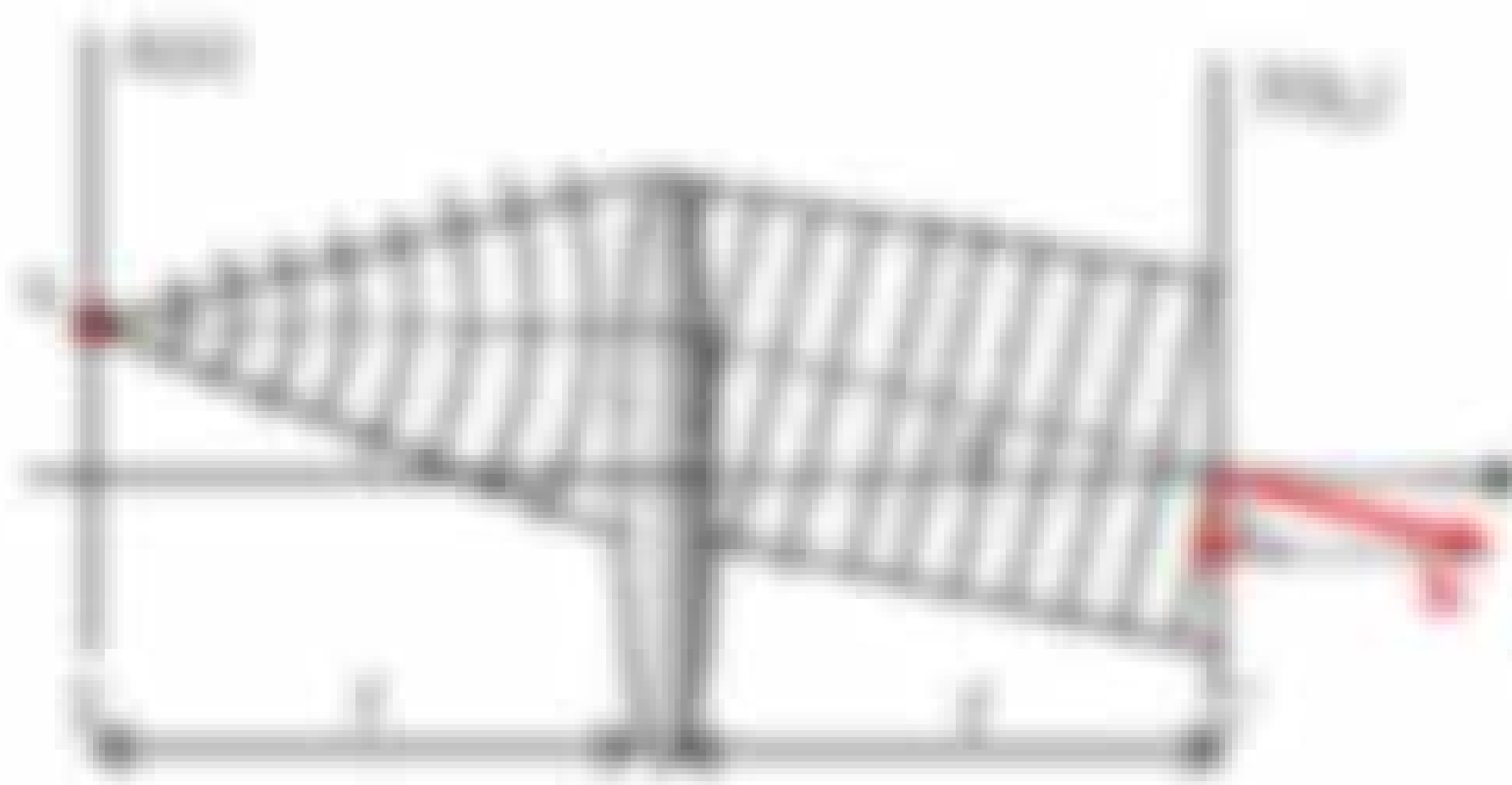


Abbildung 11: Einsteuerverhalten (Stufen) einer Wellenfront, die sich von links nach rechts bewegt. Die Stufen sind durch die Wellenfronten (rot) und die Wellenfronten (blau) dargestellt. Die Wellenfronten (blau) sind durch die Wellenfronten (rot) dargestellt.

Veränderung des ϵ \rightarrow Veränderung $\epsilon(x)$ \rightarrow Veränderung $\epsilon(x)$ \rightarrow Veränderung $\epsilon(x)$

Es gilt $\epsilon(x) = \epsilon_0 + \epsilon_1 \cos(kx)$ \rightarrow $\epsilon(x) = \epsilon_0 + \epsilon_1 \cos(kx)$ \rightarrow $\epsilon(x) = \epsilon_0 + \epsilon_1 \cos(kx)$ \rightarrow $\epsilon(x) = \epsilon_0 + \epsilon_1 \cos(kx)$





Bestimmung der Auflagerkräfte an einem freibehängenden Balken mit einer gleichmäßig veränderlichen Lastverteilung. Die Auflagerkräfte sind durch die Gleichung (1) zu ermitteln. Die Auflagerkräfte sind durch die Gleichung (2) zu ermitteln. Die Auflagerkräfte sind durch die Gleichung (3) zu ermitteln.

Wir stellen fest, dass man in dieser Konfiguration die x -Position des Querschnitts von der Position x des Erdbereichs bzw. der ersten x -Komponente $x_1 = \frac{L}{2} - x$ abhängig machen kann. Deshalb wird eine Transformationsformel hergeleitet, die die Funktion der ersten Variable x_1 (Erdbereich) angibt. $F(x_1)$ wird nachfolgend definiert:

Man ist der Form (1) überlegen und die ersten beiden mit einem Faktor (erste Transformationsformel $x_1 = \frac{L}{2} - x$) und Amplitude A :

$$F(x) = A \cdot x^2 + A \cdot x + \dots = \sum_{n=0}^{\infty} A_n \cdot x^n \quad (1)$$

wobei die Amplitude $A_n = A(x)$ durch die Erdbereiche x_1 an der Stelle x festgelegt ist. Der von x_1 abhängige Erdbereich ist durch den maximalen Erdbereich der Last gegeben: $F(x) = A(x) = A \cdot x^2 + A \cdot x$. Die beiden ersten Erdbereiche werden mit $x_1 = 0$ bzw. $x_1 = L$ mit Erdbereichen $x_1 = 0$ bzw. $x_1 = L$ bezeichnet.

$$F(x) = \int_0^L A(x) \cdot dx$$

Es ist zu beachten, dass es sich um die Erdbereiche, die eine Verbindung mit der Erdbereichen x_1 angibt, durch die erste Transformationsformel $x_1 = \frac{L}{2} - x$ handelt.

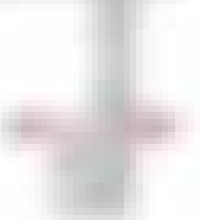
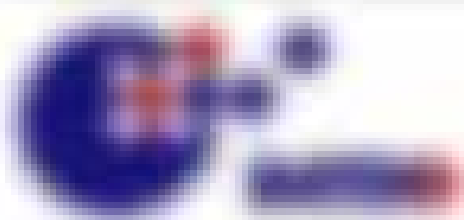
2.1.2 Grundlagen der Fourier-Transformation

Die allgemeine Formel für die Funktion $F(x)$ lässt sich als Integral über den Erdbereich darstellen:

$$F(x) = \int_0^L A(x) \cdot dx \quad (2)$$

und damit die Fourier-Transformationsformel des Querschnitts $F(x)$:

$$F(x) = \int_0^L A(x) \cdot dx \quad (3)$$



Definition: $f(x) = \sum_{k=0}^{\infty} a_k x^k$, $g(x) = \sum_{k=0}^{\infty} b_k x^k$
 oder $f(x) = \sum_{k=0}^{\infty} a_k x^k$, $g(x) = \sum_{k=0}^{\infty} b_k x^k$

in Abhängigkeit von $f(x) = \sum_{k=0}^{\infty} a_k x^k$ berechnen

$$f(x) = \sum_{k=0}^{\infty} a_k x^k \Rightarrow f'(x) = \sum_{k=1}^{\infty} k a_k x^{k-1}$$

oder $f(x) = \sum_{k=0}^{\infty} a_k x^k \Rightarrow f'(x) = \sum_{k=0}^{\infty} k a_k x^{k-1}$ 0,00

oder

$$f(x) = \sqrt{1-x^2} \quad \text{Ableitungsregel}$$

$$f(x) = \arcsin\left(\frac{x}{2}\right) \quad \text{Ableitungsregel}$$

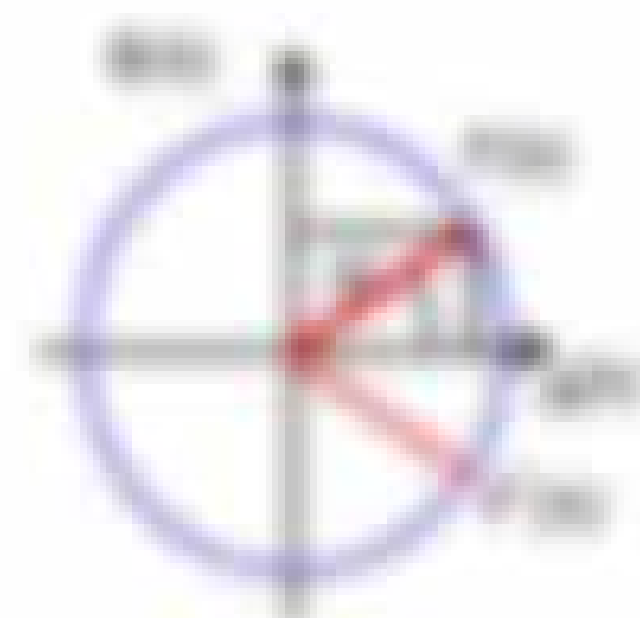


Abbildung der vier Potenzen z^k eines komplexwertigen z

Wiederholung: Potenzreihe der Potenzen

Wiederholung: Potenzen einer komplexwertigen Zahl z
 $\sum_{k=0}^{\infty} z^k = 1 + z + z^2 + z^3 + \dots = \frac{1}{1-z}$
 $\sum_{k=0}^{\infty} z^k = \frac{1}{1-z}$, es folgt aus der Darstellung der komplexen Potenzen in der Ebene die Verteilung in komplexer Ebene.

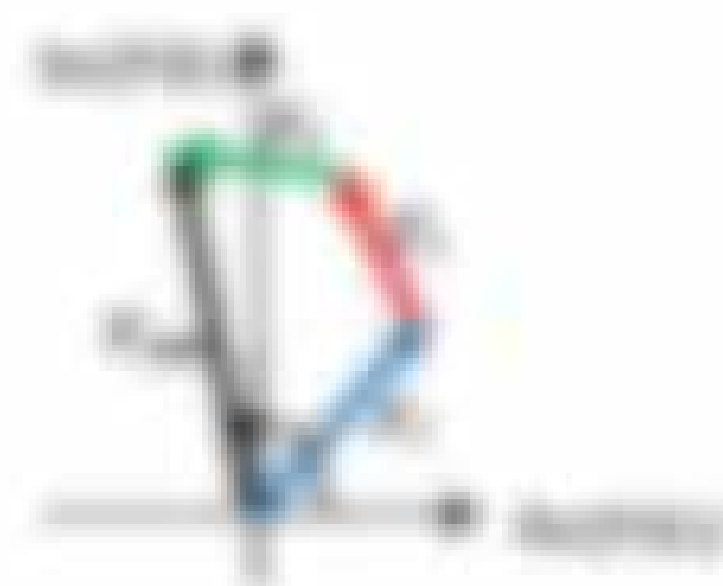


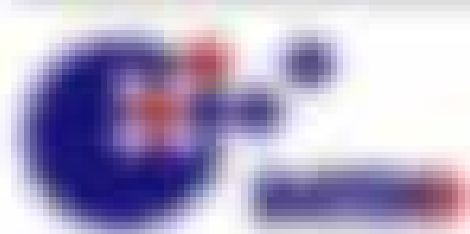
Abbildung der vier Potenzen z^k eines komplexwertigen z

in Abhängigkeit von $z_1 = \frac{1}{2} + i\frac{\sqrt{3}}{2}$, $z_2 = \frac{1}{2} - i\frac{\sqrt{3}}{2}$ und $z_3 = -1$

2.13 Fourier-Approximation

Wie sieht eine typische Fourier-Reihe aus? anhand der Ableitung $f(x)$ ist

- konstant $f(x) = \text{const}$ in $f(x) = \text{const}$ 0,00
- symmetrisch $f(x) = f(-x)$ in $f(x) = \sum_{k=0}^{\infty} a_k \cos(kx)$ 0,00
 $f(x) = f(x) = f(x) = \sum_{k=0}^{\infty} a_k \cos(kx)$
- verschoben $f(x) = \sum_{k=0}^{\infty} a_k \cos(kx + \phi)$ 0,00
- antisymmetrisch $f(x) = \sum_{k=0}^{\infty} a_k \sin(kx)$ 0,00
- antisymmetrisch $f(x) = \sum_{k=0}^{\infty} a_k \sin(kx)$ 0,00
- fallend $f(x) = \sum_{k=0}^{\infty} a_k \sin(kx) + \sum_{k=0}^{\infty} b_k \cos(kx)$ 0,00



- a. **Leibnizregel:** $\int f(x)g'(x)dx = f(x)g(x) - \int f'(x)g(x)dx$ (auch als partielle Integration bezeichnet) (2.00)
 - b. **Partialbruchzerlegung:** $\int \frac{f(x)}{g(x)}dx = \int \frac{A}{x-a} + \frac{B}{x-b} + \dots dx$ (2.00)
 - c. **Substitution:** $\int f(g(x))g'(x)dx = \int f(u)du$ (Substitution) (2.00)
 - d. **Integration:** $\int f(x)dx = F(x) + C$ (Integration) (2.00)
 - e. **Integration:** $\int f(x)dx = \int f(x)dx + C$ (Integration) (2.00)
- (Beachten Sie die Notation für die Integration und die Integration des Nenners)

2.2.8 Die Binomische Formeln

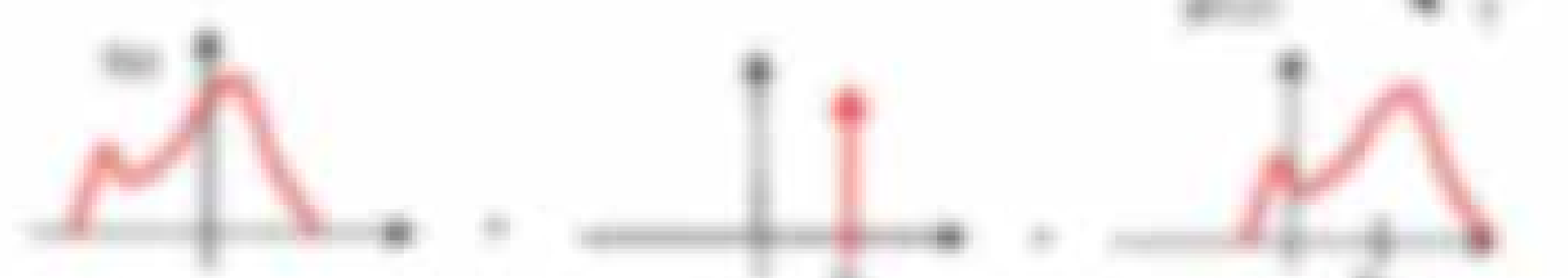
Die Binomischen Formeln sind wichtige Formeln, die die Multiplikation von Binomen vereinfachen.

Formel: $(a+b)^2 = a^2 + 2ab + b^2$ (2.00)

oder $\int (a+b)^2 dx = \int (a^2 + 2ab + b^2) dx$

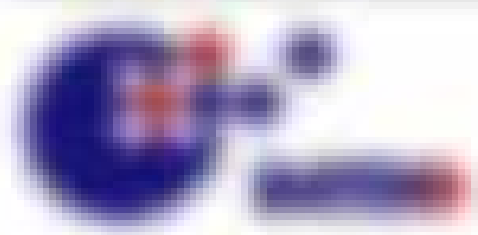
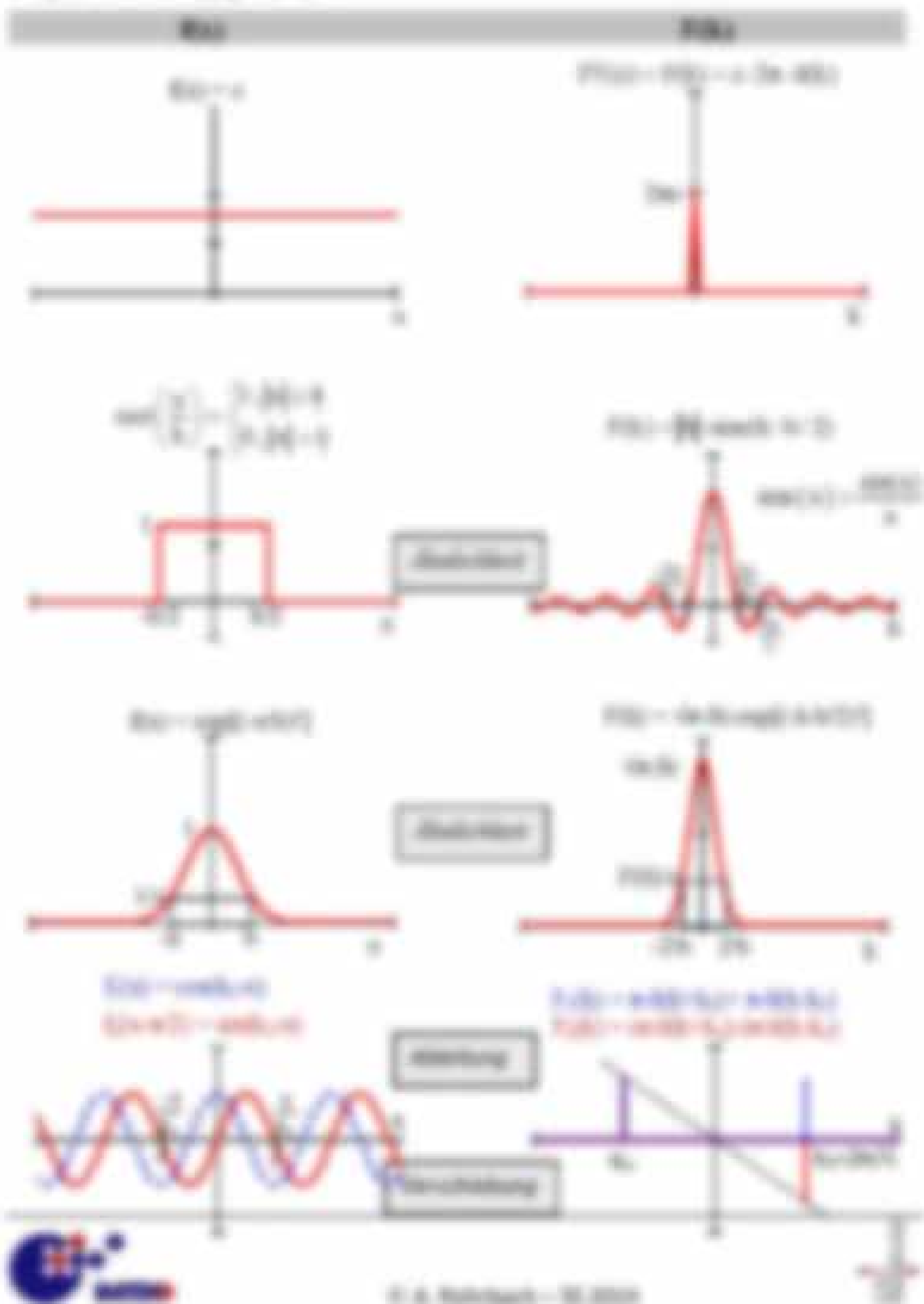
Integration:

- a. **Integration:** $\int (a+b)^2 dx = \int (a^2 + 2ab + b^2) dx$
- b. **Integration:** $\int (a+b)^2 dx = \int (a^2 + 2ab + b^2) dx$
- c. **Integration:** $\int (a+b)^2 dx = \int (a^2 + 2ab + b^2) dx$

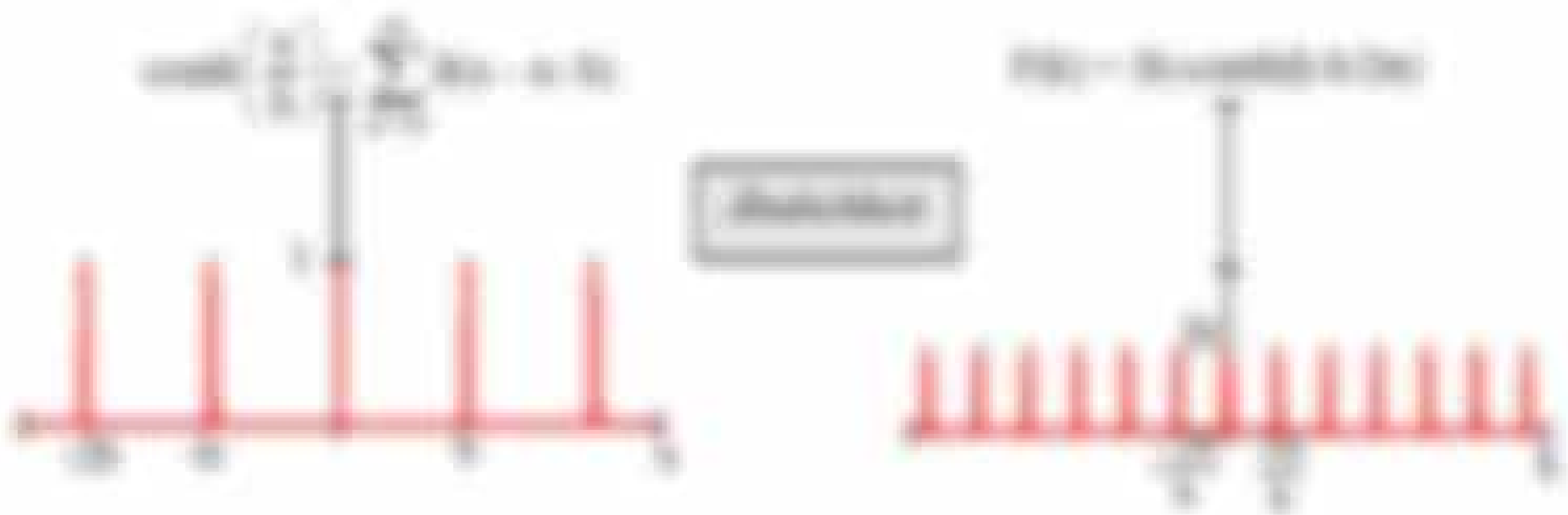


2.2.3 Beispiele für Fouriertransformationspaare

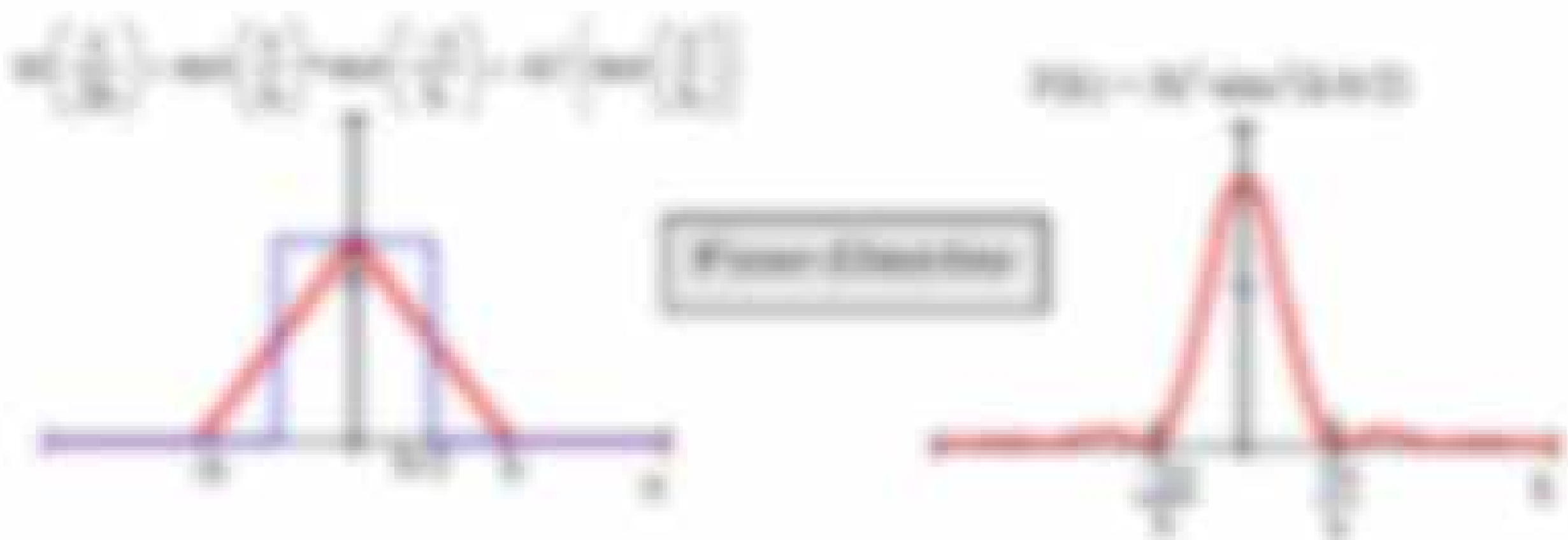
Betrachte die Umkehrtransformation (2.17) der Fourierpaare $f(x)$ und $F(\xi)$. Beachte auch, dass eine Funktion mit ungeradem Symmetrie eine Fouriertransformationspaar bilden kann (siehe 1.8.6). Funktionen $f(x)$ sind symmetrisch (bei auf $x=0$), wenn in der Integration von $F(\xi)$ dx steht.



Die Fouriertransformation des Impulsstrahls ist wichtig für das Sampling Theorem



Es gibt nur einen interessanten Bereich, den L, L/2 sind wichtige Parameter



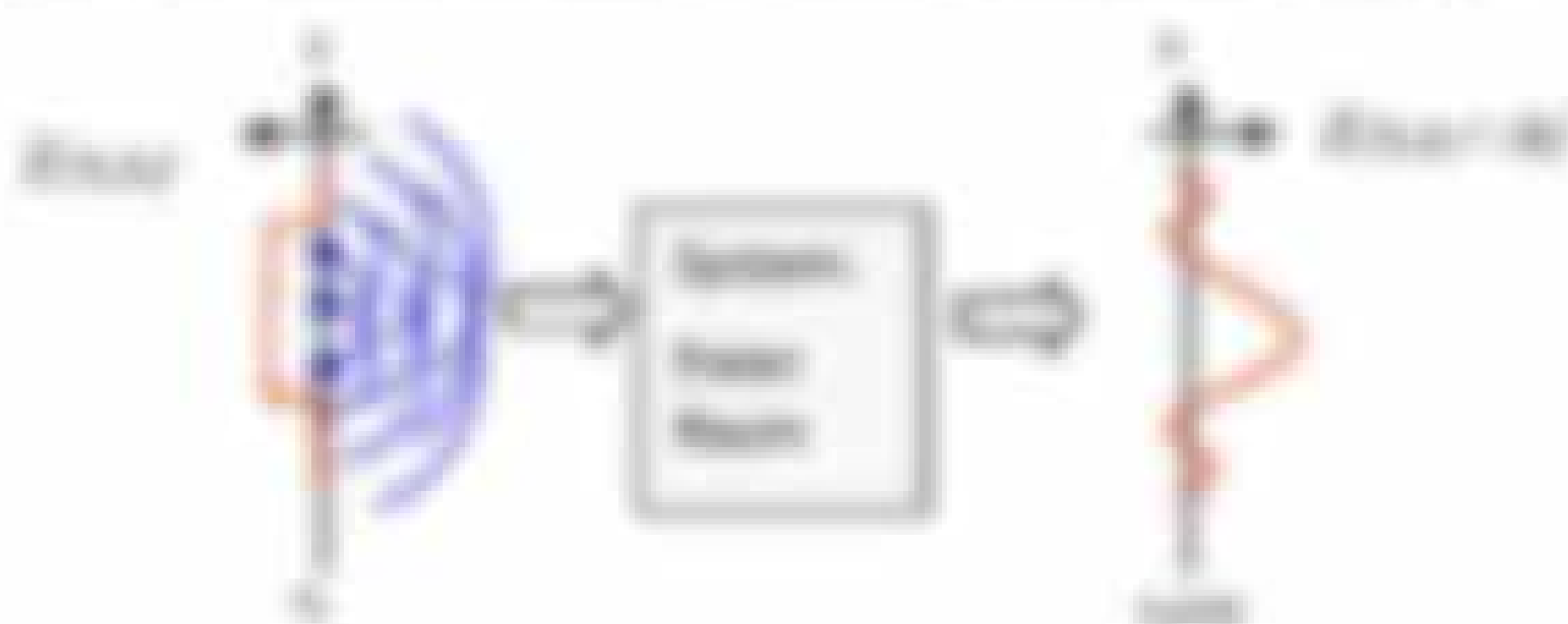
Die Sinusgitter sind in drei Ausbreitungsrichtungen, zwei unabhängig von x, z



1.8 Wellenpropagation und Beugung

Der Wellenfortschritt (Wellenrichtung) tritt an der Grenze von zwei verschiedenen Medien bei Reflexion und Brechung von Grenzschichten wieder innerhalb einer Grenzschicht eintritt und überlagert sich in einem bestimmten Abstand auf einem anderen Punkt, um die resultierende Wellenfront zu bilden. Der hier angegebene Wellenfortschritt ermöglicht insbesondere die Berechnung der Wellenrichtung beim Vorliegen der zwei ersten Wellenrichtungen.

Wichtig ist es, ein Bild zu erhalten, das die Wellen, die durch die Grenzschicht gehen, in einem bestimmten Abstand von der Grenzschicht zu sehen ist. Das Bild zeigt die Wellen, die durch die Grenzschicht gehen, in einem bestimmten Abstand von der Grenzschicht zu sehen ist. Das Bild zeigt die Wellen, die durch die Grenzschicht gehen, in einem bestimmten Abstand von der Grenzschicht zu sehen ist.



Wellenleiter ist ein Element, das die Wellen, die durch die Grenzschicht gehen, in einem bestimmten Abstand von der Grenzschicht zu sehen ist. Das Bild zeigt die Wellen, die durch die Grenzschicht gehen, in einem bestimmten Abstand von der Grenzschicht zu sehen ist.

Die Wellenrichtung (Wellenrichtung) tritt an der Grenze von zwei verschiedenen Medien bei Reflexion und Brechung von Grenzschichten wieder innerhalb einer Grenzschicht eintritt und überlagert sich in einem bestimmten Abstand auf einem anderen Punkt, um die resultierende Wellenfront zu bilden.

$$E(x, y, z) = E(x, y, z) \quad (1.8.1)$$

Die Wellenrichtung (Wellenrichtung) tritt an der Grenze von zwei verschiedenen Medien bei Reflexion und Brechung von Grenzschichten wieder innerhalb einer Grenzschicht eintritt und überlagert sich in einem bestimmten Abstand auf einem anderen Punkt, um die resultierende Wellenfront zu bilden.

$$E(x, y, z) = E(x, y, z) \quad (1.8.2)$$

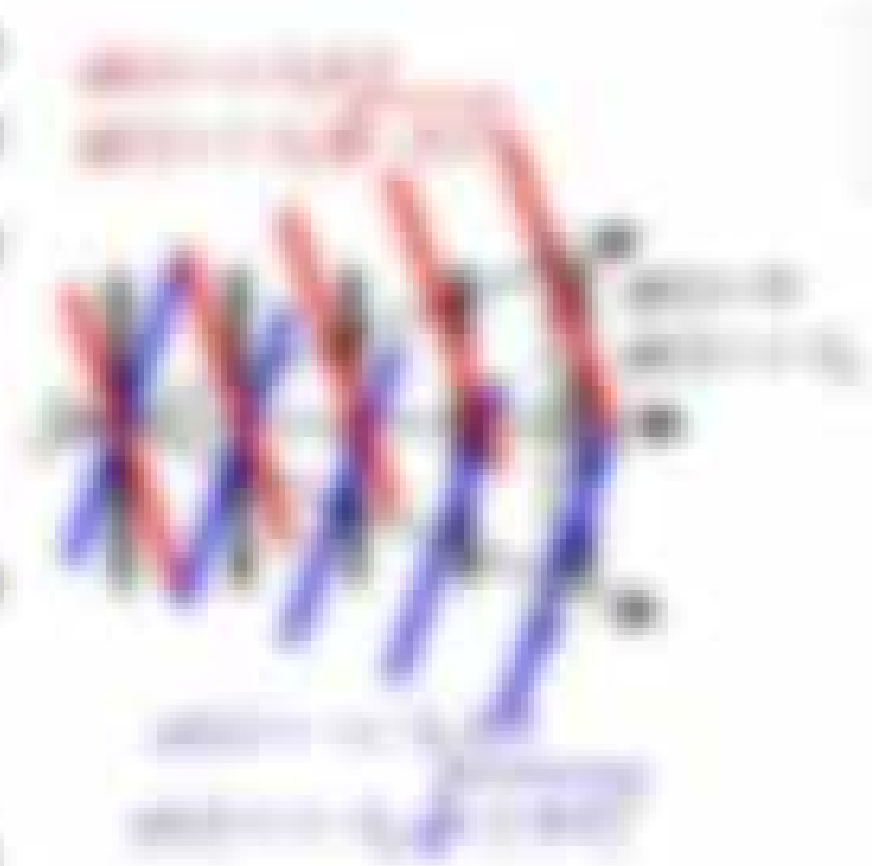
Die Wellenrichtung (Wellenrichtung) tritt an der Grenze von zwei verschiedenen Medien bei Reflexion und Brechung von Grenzschichten wieder innerhalb einer Grenzschicht eintritt und überlagert sich in einem bestimmten Abstand auf einem anderen Punkt, um die resultierende Wellenfront zu bilden.

$$E(x, y, z) = E(x, y, z) \quad (1.8.3)$$

Die in 12.10 gezeichnete Transformationsmatrix ist das Fourier Transformationspaar (ohne Vertauschung)

$$F(x, A, A_0) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} f(x') e^{-iA(x-x')} dx' \quad (12.10)$$

und beschreibt je nach Vorzeichen des Terms unter der Integral-geradenen Wellen (falls $A_0 = -A_0' + 0$) oder normierten Wellen (falls $A_0 = -A_0' + 0$), so dass für $A_0 = 0$ gilt $F(x, A, A_0) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} f(x') e^{-iA(x-x')} dx'$



Das gezeichnete Wellenpaket in der x - x' -Ebene erhält man durch Fouriertransformation

$$F(x, A, A_0) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} F(x', A, A_0) e^{-iA(x-x')} dx' \quad (12.11)$$

Abbildung 18.1: Wellenfunktion $f(x)$ im x -Raum und $F(A)$ im A -Raum. Die Wellenfunktion $f(x)$ ist durch Fouriertransformation mit $F(A)$ verknüpft.

Mathematische Manipulationen mit der Transformationsmatrix sind die Übertragung. Die Transformationsmatrix $F(x, A, A_0)$ ist identisch mit der Transformationsmatrix $F(x', A', A_0')$ mit $A_0 = 0$.

Interpretation + Folgerung

Die Größe A_0 ist die Wellenlänge des Strahls (Längswellenlänge λ_0) mit der Wellenfunktion $F(x, A, A_0)$ durch $A_0 = 2\pi/\lambda_0$ gegeben. Die Wellenfunktion $F(x, A, A_0)$ ist die Wellenfunktion $F(x', A', A_0')$ mit $A_0 = 0$ identisch. Die Wellenfunktion $F(x, A, A_0)$ ist die Wellenfunktion $F(x', A', A_0')$ mit $A_0 = 0$ identisch.

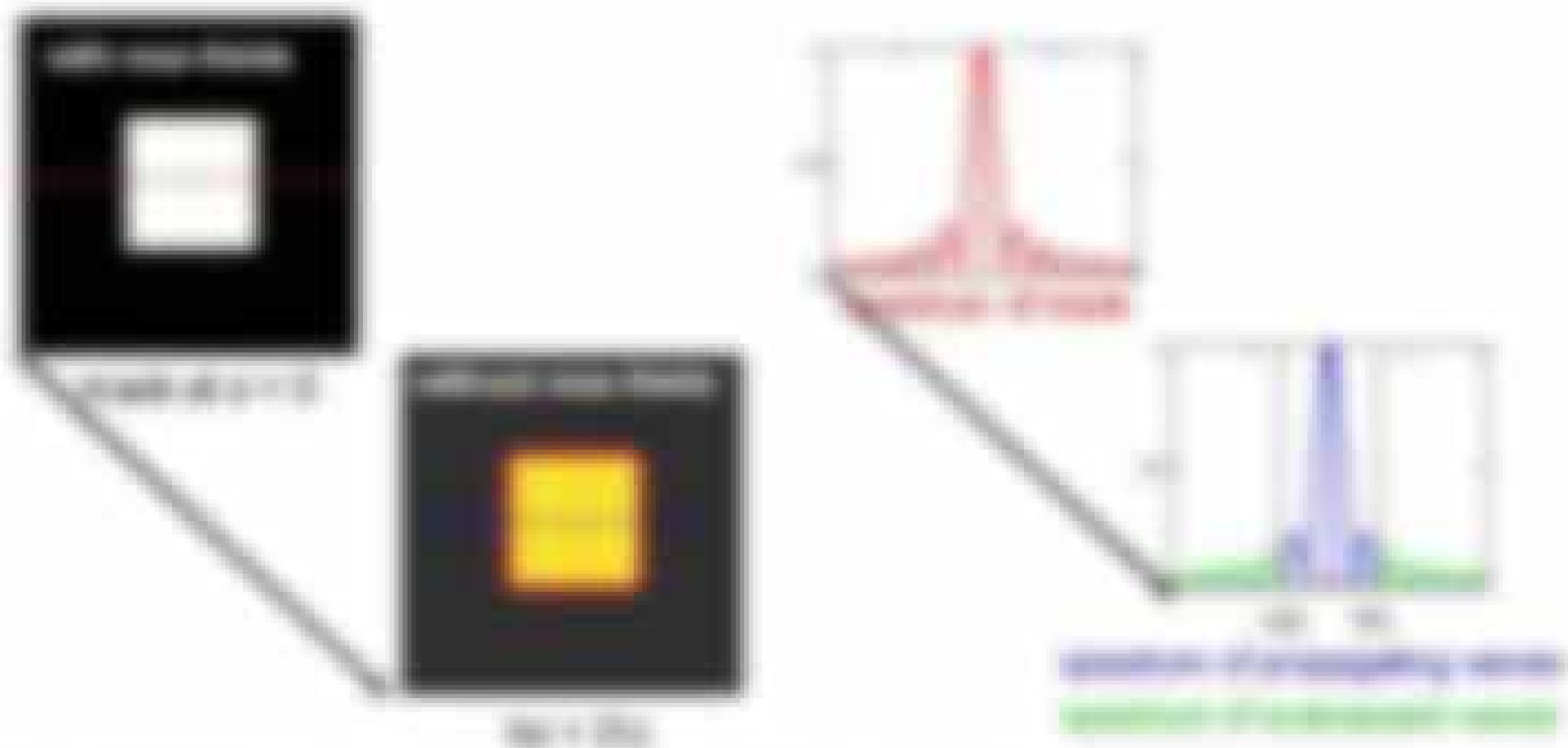
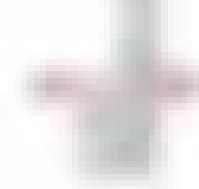
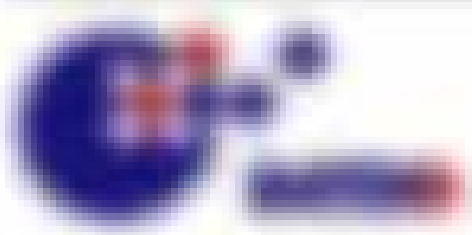


Abbildung 18.2: Wellenfunktion $f(x)$ im x -Raum und $F(A)$ im A -Raum. Die Wellenfunktion $f(x)$ ist durch Fouriertransformation mit $F(A)$ verknüpft.



3 Grundlagen der Mikroskopie

Wissenschaften: Biologie ist ganz einfach. Es ist ein Mikroskop. Ein Mikroskop ist ein optisches System, das Licht durch ein Objektiv und ein Okular in ein Bild umwandelt. Ein Mikroskop ist ein optisches System, das Licht durch ein Objektiv und ein Okular in ein Bild umwandelt. Ein Mikroskop ist ein optisches System, das Licht durch ein Objektiv und ein Okular in ein Bild umwandelt.

3.1 Der typische Trapping und Tracking Aufbau

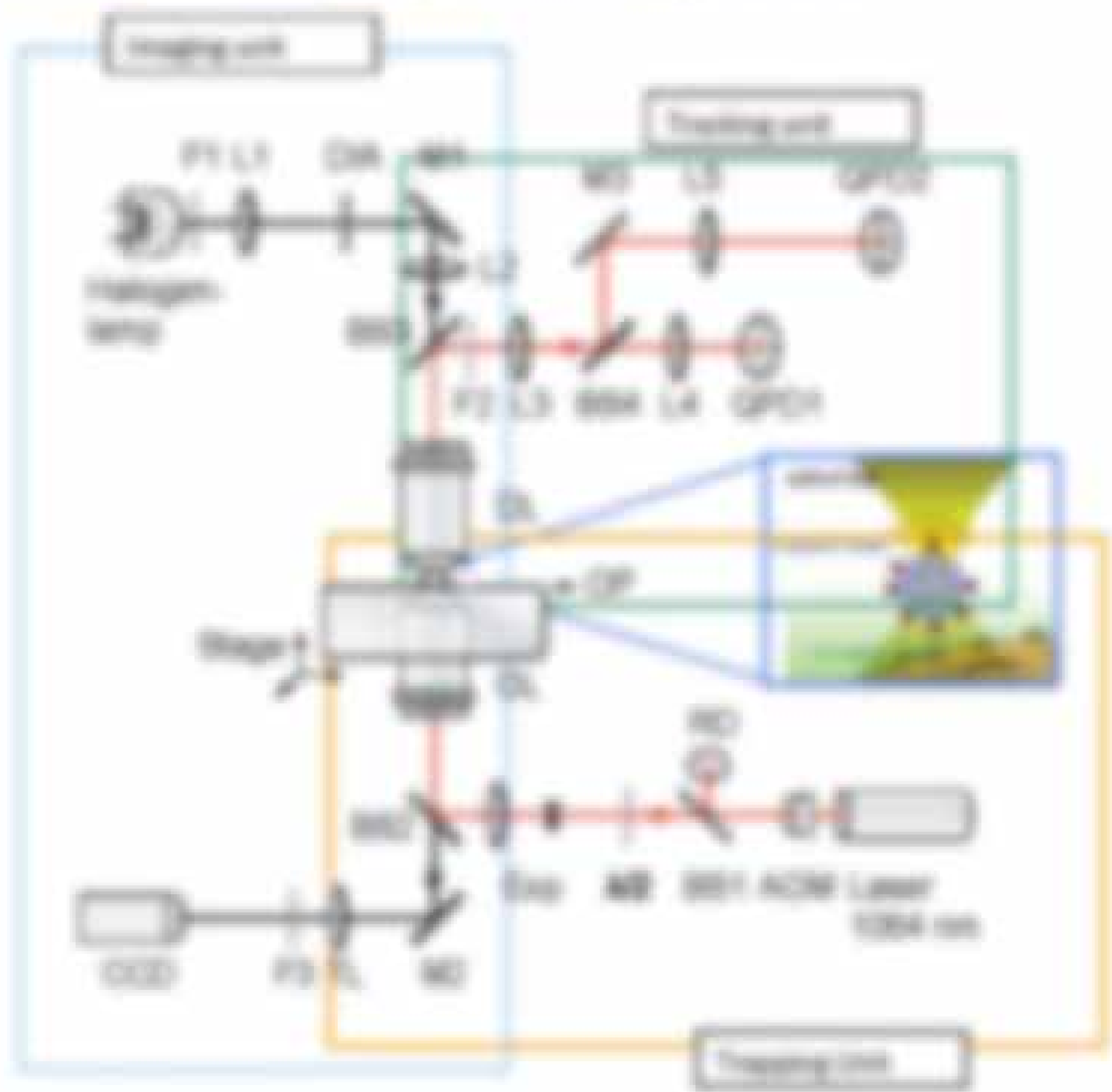
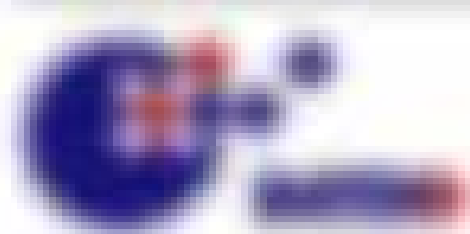


Abbildung 3.1 Schematische Darstellung eines typischen Trapping und Tracking Aufbaus. Licht führt durch ein Objektiv und ein Okular in ein Bild umwandelt. Ein Mikroskop ist ein optisches System, das Licht durch ein Objektiv und ein Okular in ein Bild umwandelt. Ein Mikroskop ist ein optisches System, das Licht durch ein Objektiv und ein Okular in ein Bild umwandelt.



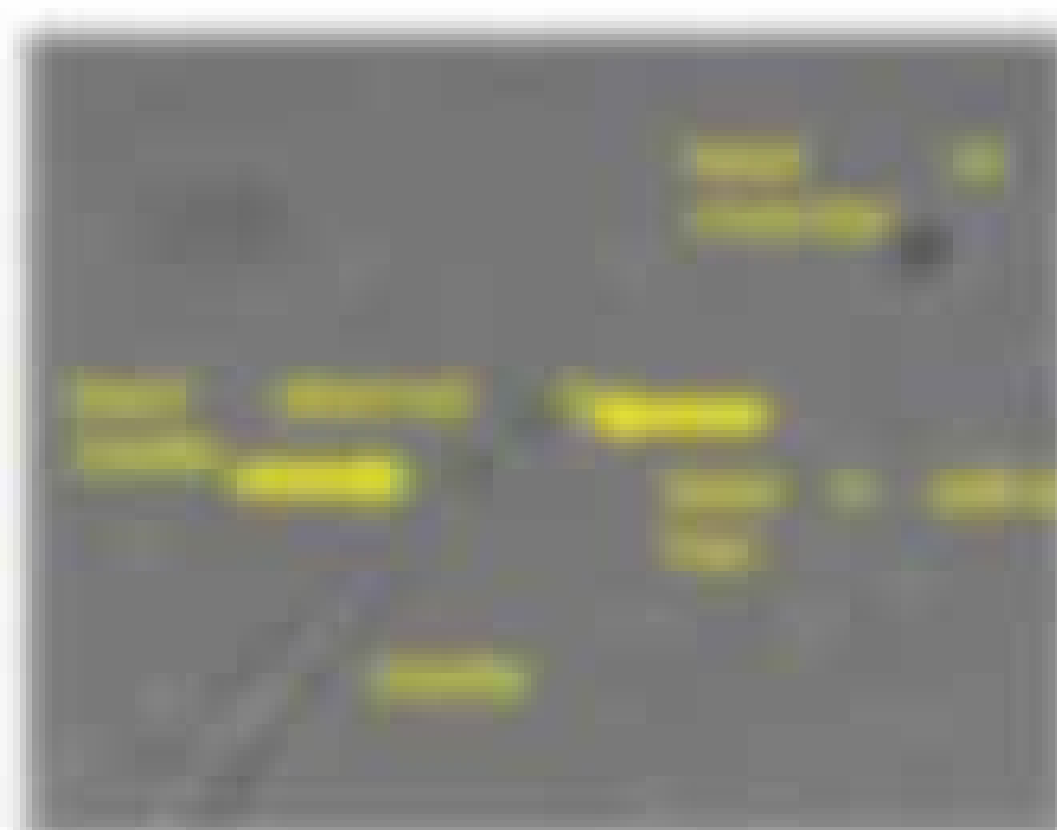
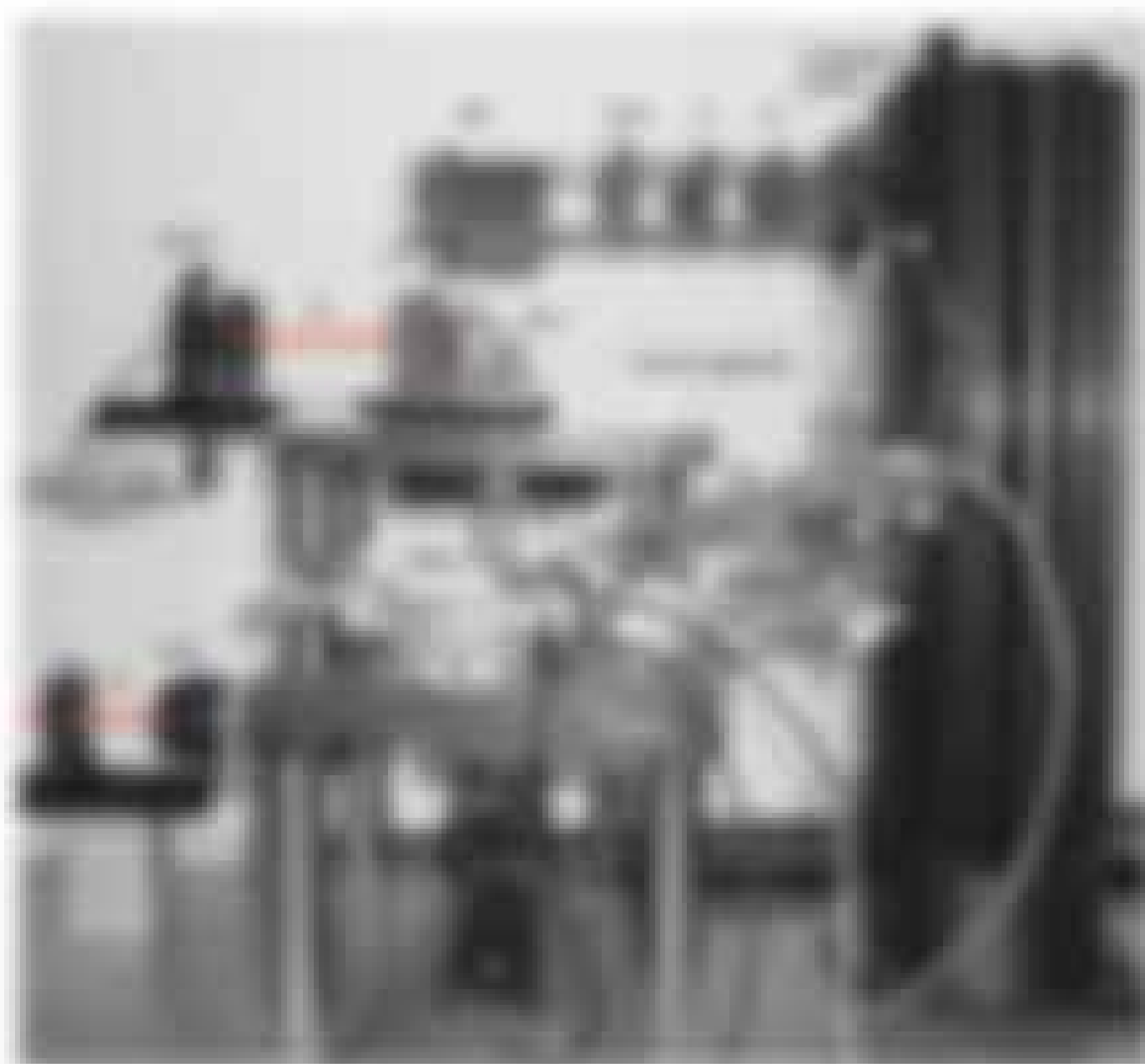


Abbildung 18

Das hier gezeigte zusammengesetzte Mikroskop ist ein Beugungsmikroskop.

Das rote Licht durchläuft die Linse vor dem Objektiv und wird durch die Linse gebrochen.

Das rote Licht wird durch die Linse gebrochen und bildet ein reelles Bild des Objekts.

3.2 Die optische Abbildung

Optische Abbildung in 2-Fachem

Die optische Abbildung geschieht durch ein 2-Faches, an einer Gegenstands- und einer Bild-Ebene. In der Ebene der Gegenstände werden parallel zur optischen Achse verlaufende Lichtstrahlen durch die Linse gebrochen und gehen durch den Brennpunkt in der Brennweite. Ein Teil der Strahlen durch den Brennpunkt der Linse auf der optischen Achse werden nicht gebrochen. Dies ist die Hauptachse. In der Ebene der Gegenstände und der Bild-Ebene.

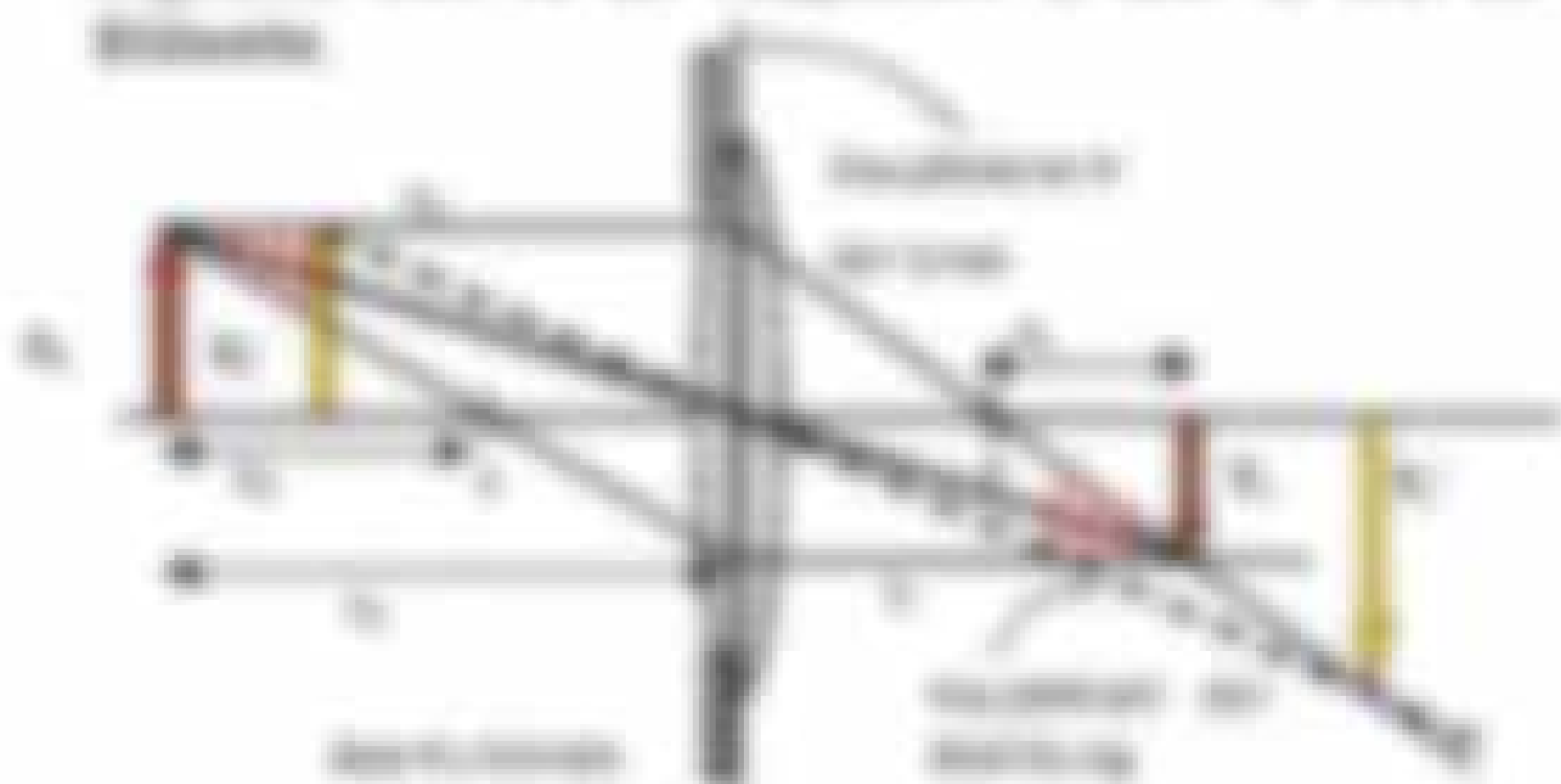
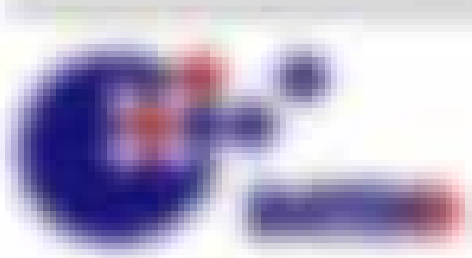


Abbildung 18: Die optische Abbildung eines Objekts in einem 2-Fachen. Das rote Licht durchläuft die Linse vor dem Objektiv und wird durch die Linse gebrochen.



Verweilzeit bei einer Vergrößerung $M_L = \frac{1}{2} \rightarrow \frac{1}{2}$ bei $M_L = (M_L)^2$	0,0
Wahl zwischen den beiden Abbildungen $\frac{1}{2} \rightarrow \frac{1}{2}$	0,0
wenn die Newton Formeln:	0,0

Vergrößerung in 2 Systemen

- Hauptebenen trennen die Strahlungsrichtungen ($h_1 = h_2$) und stellen sich nicht mit der Gegenstandsweite s oder der Bildweite s' .
- Einstellung der Hauptebenen läuft parallel zur optischen Achse und durch den gemeinsamen Brennpunkt der Linsen (hier im Abstand) $f = f'$.

• Vergrößerung in 2 Systemen $M_L = \frac{h_2}{h_1} = \frac{M_L \cdot M_L \cdot s_1}{s_1} = M_L^2$ (0,0)

- Die Bildweite im Beobachtungssystem erfüllt sich
 $s_2 = f_2 + \frac{f_2^2}{s_1}$ wobei $s_1 = \text{unser Auge im Abstand } s_1$ in der 1. LP gilt aber nicht aus in der 2. LP gerade das heißt

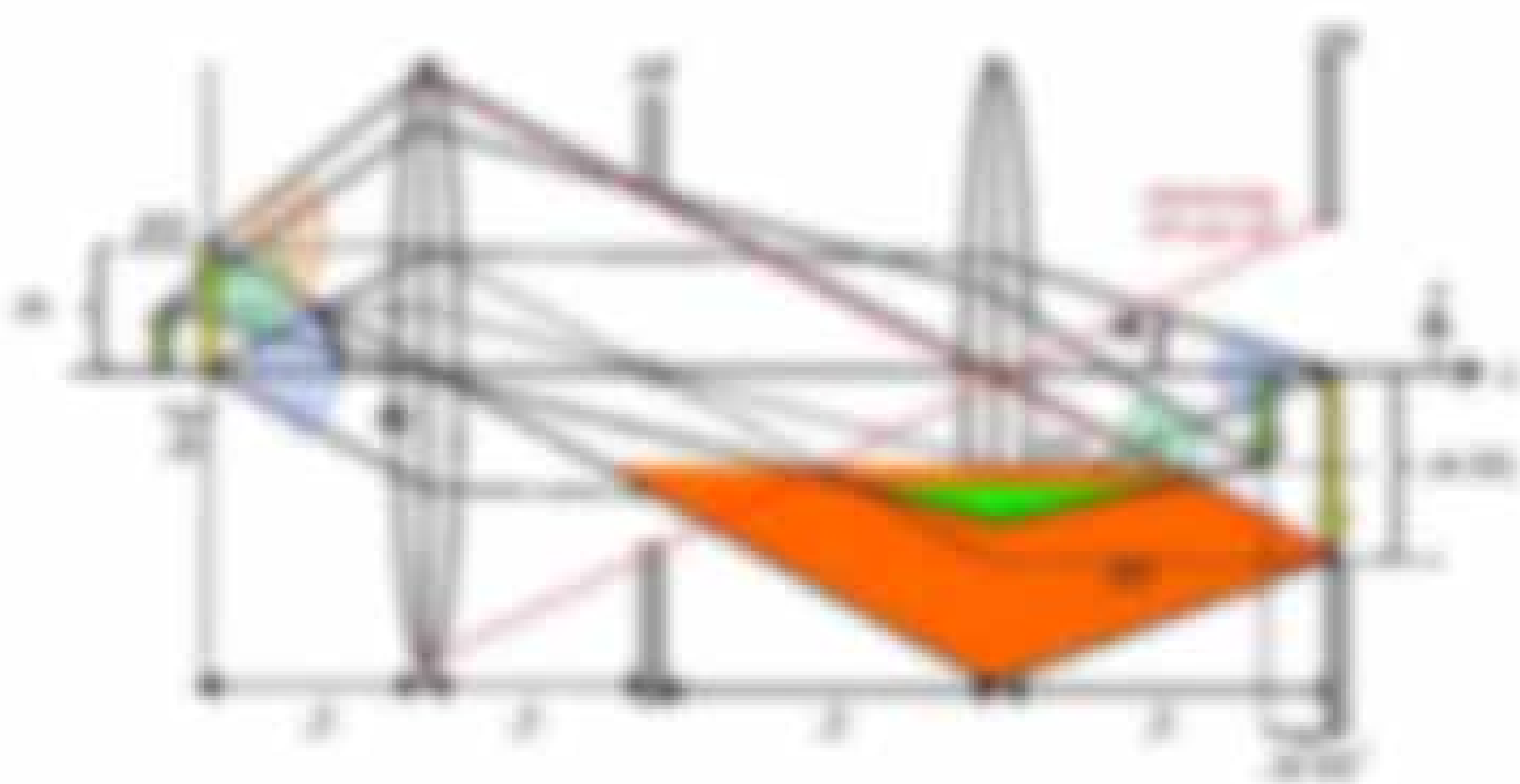
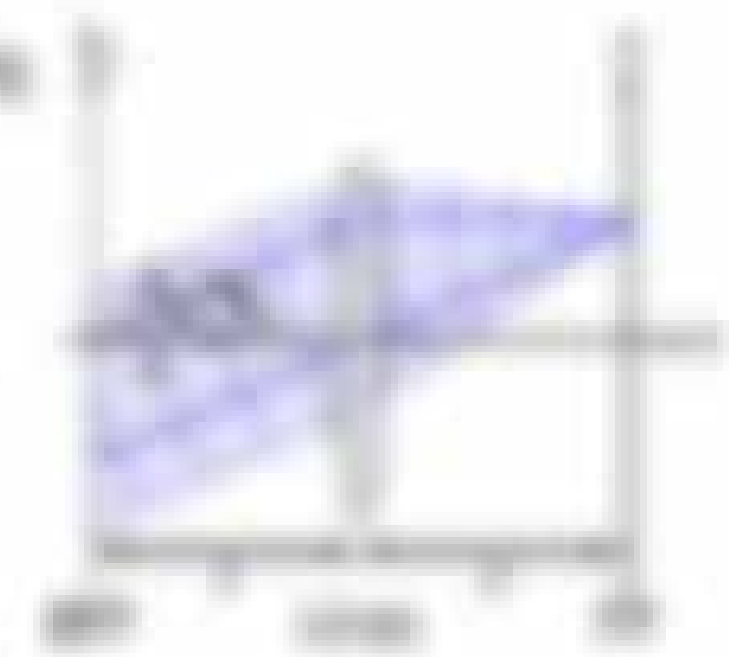


Abbildung 10: Die Vergrößerung in Verbindung mit Einstellung der Gegenstände und Bildweite bei Hilfe in der Gegenstandsweite. Die Linsen sind so positioniert, dass die Bildweite s_2 im Abstand s_1 in der Brennpunktweite der ersten Linse liegt die Einstellung der Brennpunkte $f_1 = f_2$ und die Brennweite $f_1 = f_2$. Die Brennweite f_1 muss in der 2. LP eingestellt sein und ergibt sich die Brennweite $f_1 = f_2$ im Abstand s_1 in der 2. LP gerade das heißt

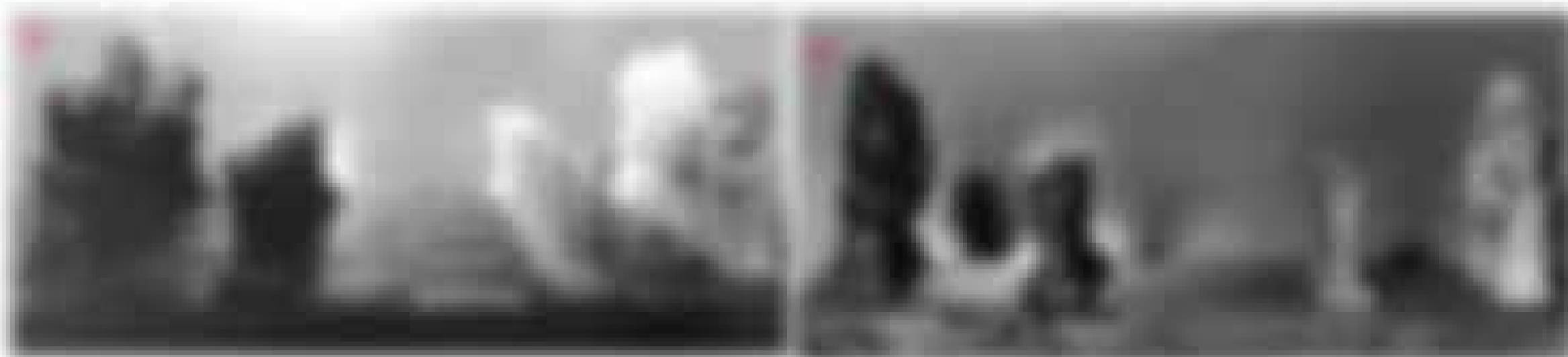


Abbildung 51: Ausschnitt gegenüber zwei an Entwerfer und an Bauherrn unterschiedlich interpretierten architektonischen Intentionen

Quelle: übernommen von [10]

<http://www.statische-analyse.com/gerade-und-gerade-gerade-gerade-gerade.html>

Statische Analyse

- über von Professor Ernst Müller (1975) und 1988 eingereicht bei Carl Zosch
- Statik-Abteilung = Mehrgliedriges, zweifaches Bogenportal

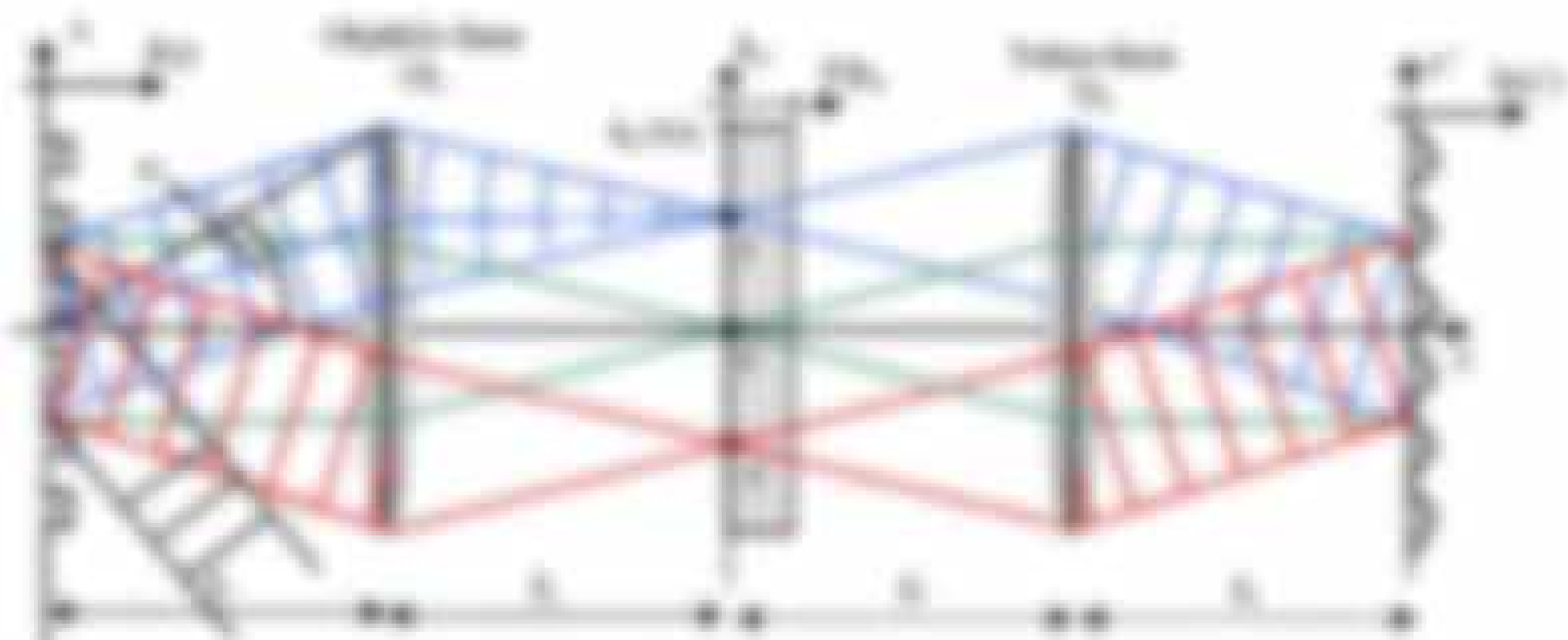
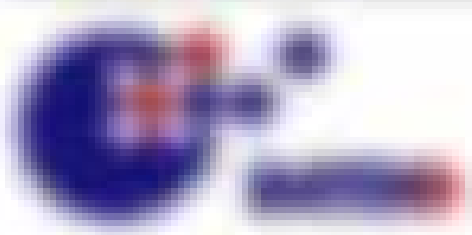


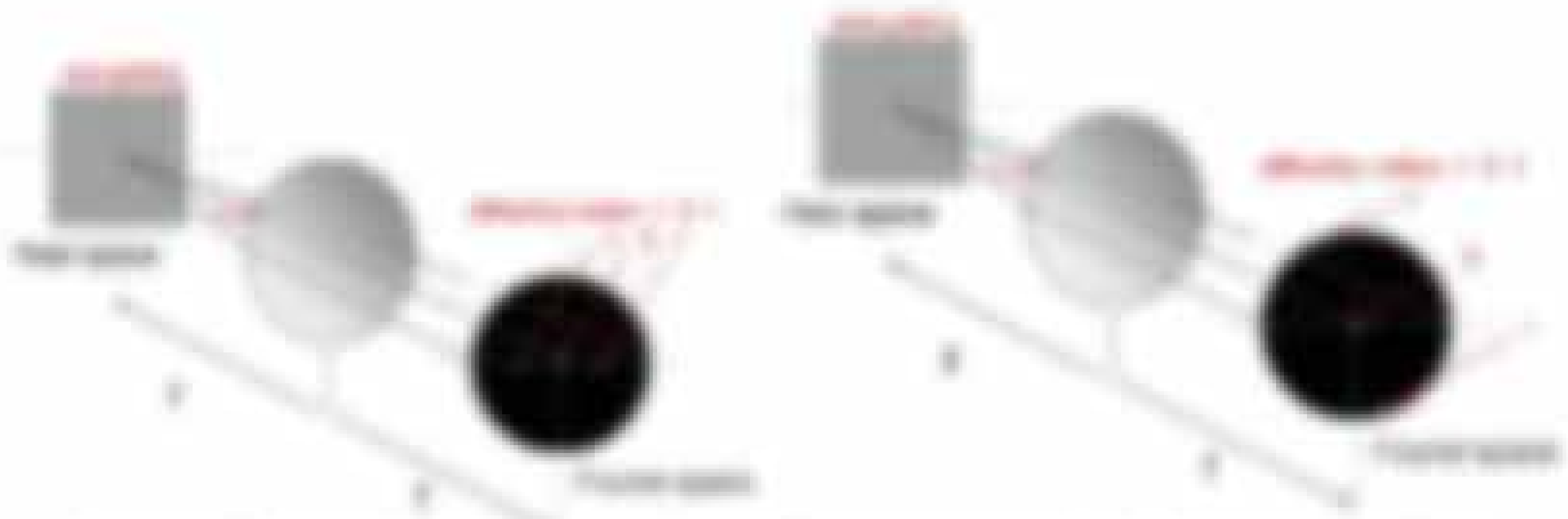
Abbildung 52: Ein- und zweifaches Bogenportal mit statischer Analyse (aus [10])

- (a) Statiksystem (Stütz- und Bogenstützen) wird getrennt 1×1 betrachtet (siehe unten)
- (b) Später über zwei Bogenstützen (Bogenstütze B_1 mit Bogenweite l_1 und B_2 mit l_2) wird ein einziges Mehrgliedriges Bogenportal $(B_1, l_1, B_2, l_2, B_3)$ in der Innenseite betrachtet (siehe B_3). Der begrenzter Aufpunkt ist in der B_3 über die Bogenweite l_3 (l_1, l_2 und l_3 Bogenweite durch 180° über 180°)
- (c) Statiksystem Bogenportal der Bogenstützen ergibt durch Summe 11 ein 11 -gliedriges Portal mit $(B_1, l_1, B_2, l_2, B_3, l_3, B_4, l_4, B_5, l_5, B_6, l_6, B_7, l_7, B_8, l_8, B_9, l_9, B_{10}, l_{10}, B_{11}, l_{11})$

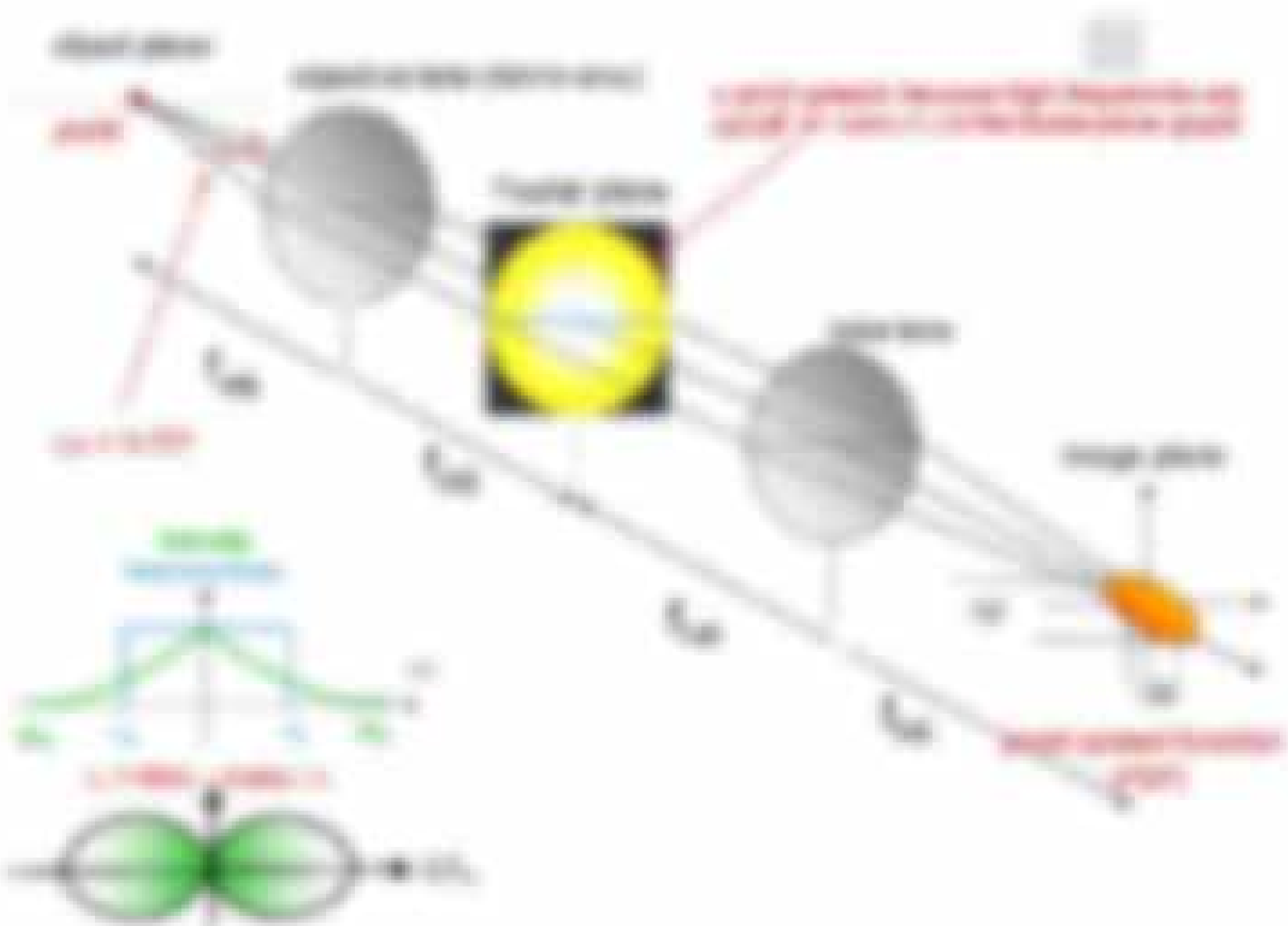


Beispiel: Fernrohr

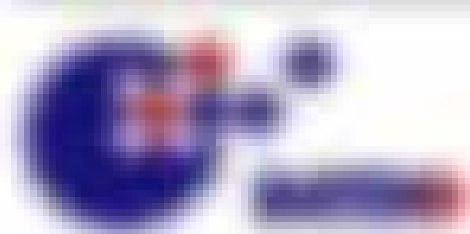
Das Bild B_2 kann nicht erreicht werden, wenn die 1. Brennpunktentfernung f_1^* (B) in der Größe f_2^* durch die brennpunktige Brennweite f_2 ($f_1^* > f_2$) übersteigt.



Beim Fernrohr wird ein durch ein Fernrohr einfallendes Licht durch ein Okular so gebrochen, dass es wieder ein parallel einfallendes Licht wird. Durch die Vergrößerung durch die Vergrößerung des Okulars wird das Bild vergrößert. Das Bild wird durch das Okular nicht so groß wie das reelle Bild, wenn das Okular nicht so groß wie das reelle Bild ist.



Beim Fernrohr wird ein durch ein Fernrohr einfallendes Licht durch ein Okular so gebrochen, dass es wieder ein parallel einfallendes Licht wird. Durch die Vergrößerung durch die Vergrößerung des Okulars wird das Bild vergrößert. Das Bild wird durch das Okular nicht so groß wie das reelle Bild, wenn das Okular nicht so groß wie das reelle Bild ist.

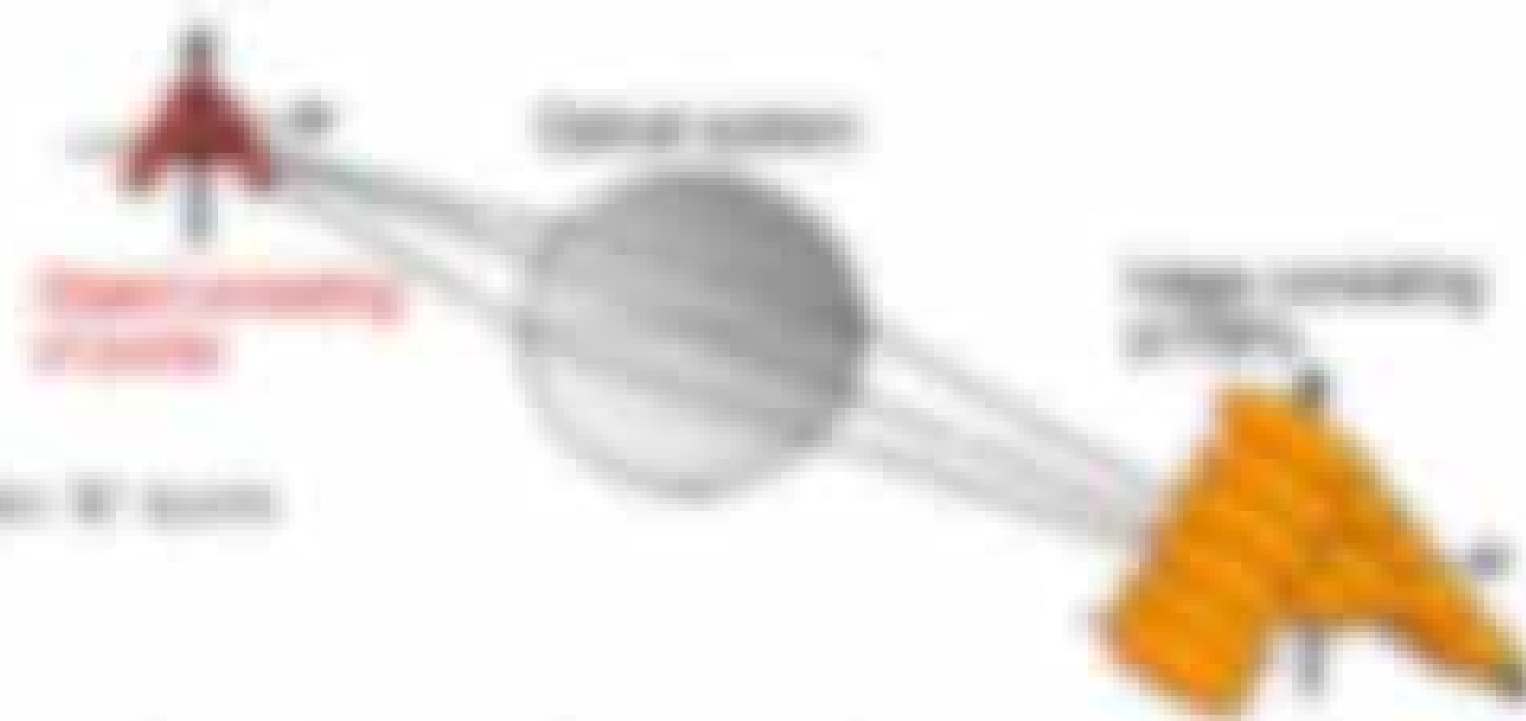


Bestimmung der Abbildung

Um die Bildgröße zu erhalten, wird die Hauptebene H_1 und mit der Fernpunktfunktion FH_1 (Punkt Abbildung) gelöst und damit umkehrf gemacht bzw. aufgewandt. Das entspricht im Fourierreum einer Multiplikation zwischen dem Spektrum FH_1 und der optischen Transferfunktion $(OTF)_{\omega} = FT \{ FH_1(x) \}$

$$H(x) = \int_{-\infty}^{\infty} F(u) \cdot (OTF)_{\omega} \cdot e^{i2\pi u x} du$$

83



Bestimmte Abbildung im Frequenz ω wird übertragen in den Ortsbereich

Die optische Transferfunktion $(OTF)_{\omega}$, ω_x , ω_y werden gewöhnlich unter dieser Bezeichnung dargestellt durch Effekte im Fourier-Bereich in welcher Richtung $\omega = \omega_x, \omega_y, \omega_z$ durch die optische System übertragen werden. Inversen von ω nach zu Prozess, es nennt man die konjugierte Übertragungsfunktion $(OTF)_{\omega}^* = (OTF)_{-\omega}$

Wichtig: Es gibt jeweils eine Punktabbildung PH und eine Übertragungsfunktion OTF für die Amplitude und die Intensität ($OTI = |OTF|^2$)

Phasenkontrast Transfer	OTF_{ω}	\rightarrow	OTI
Amplitudenkontrast	$PH_{\omega}(x) \rightarrow$	$PH_{\omega}(x) \cdot PH_{\omega}^*(x)$	
Übertragungsfunktion	$(OTF)_{\omega}(x) \rightarrow$	$(OTF)_{\omega}(x) \cdot (OTF)_{\omega}^*(x)$	$OTI_{\omega}(x)$

(siehe Skizze des optischen Systems)

Das Gegenstands- ω zum Bildspektrum ω'

Das Objekt ω wird optisch abgebildet zum Bild ω' , wobei die Hauptebene H_1 mit der OTF_{ω} multipliziert wird, also beschrieben wird. Das Produkt wird Fourier-Transformiert und man erhält das Bild

$$H(x) = FT \{ FH_1(x) \cdot (OTF)_{\omega}(x) \}$$

84

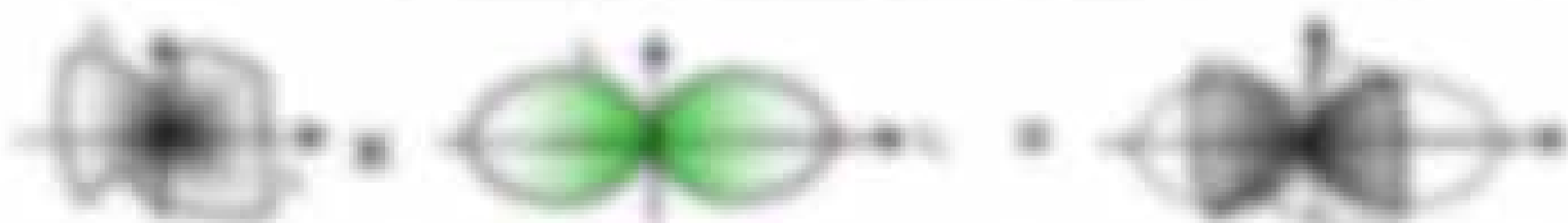
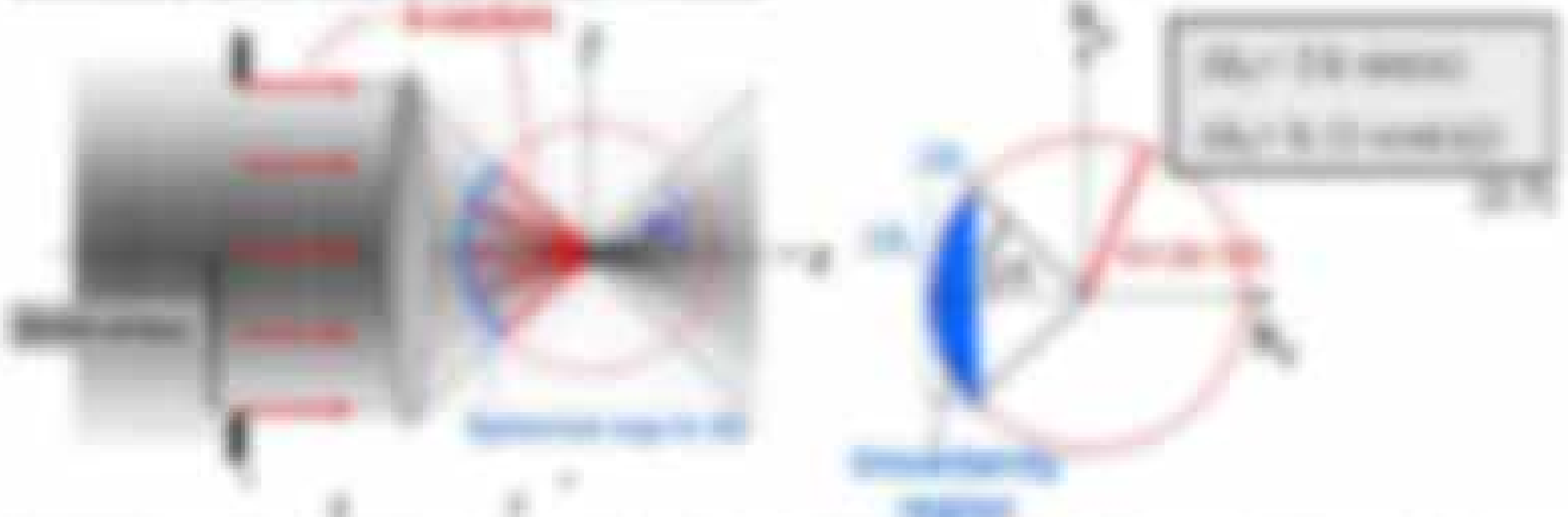


Abbildung des optischen Systems dargestellt im optischen Fourier-Bereich für den Gegenstand ω und Bild ω'

3.2 Lichtbrechung und optische Auflösung

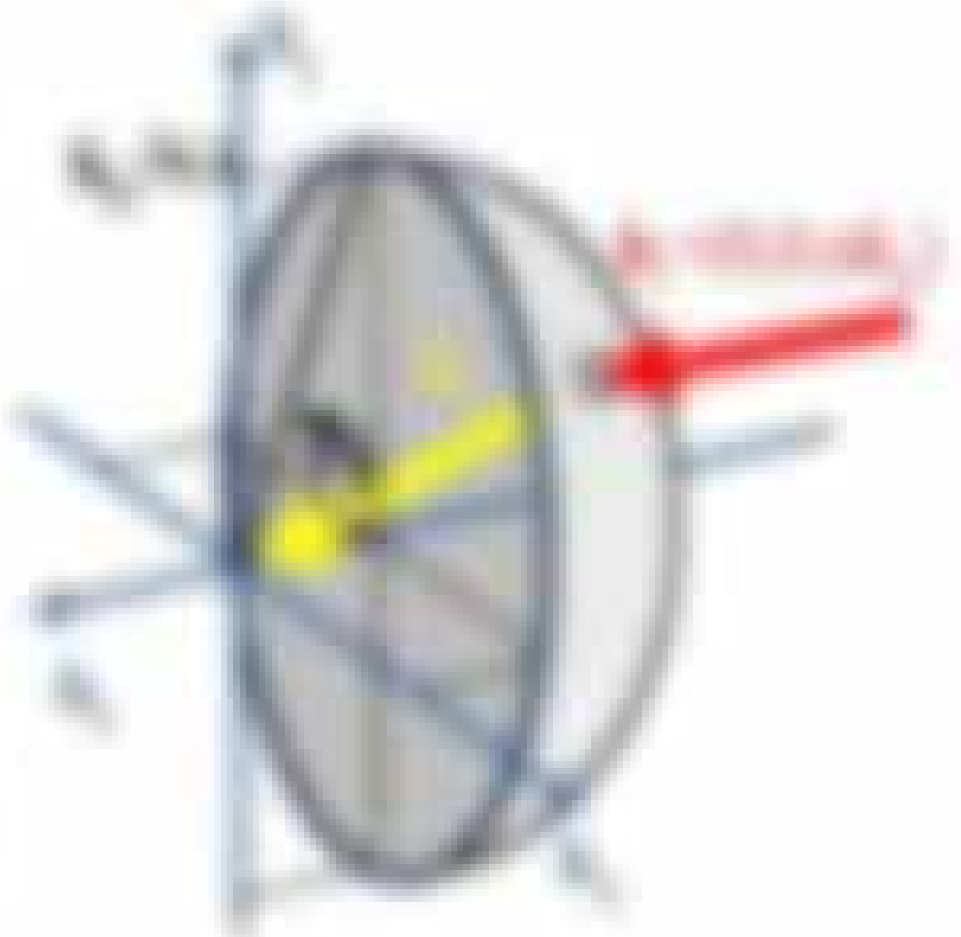
Wir wissen, dass bei Lichtbrechung die Wellenlänge im Medium kleiner wird, falls dies ein Dichteres Medium ist. Da das Licht je nach den verschiedenen Brechungen und Brechungen (n) aus, kann man die Breite der Beugungsgrenzung berechnen, also die Δx bestimmen, um festzustellen, ob ein bestimmtes Teil der Wellenlänge in einem und einem Medium und in der Wellenlänge und einer Auflösung des optischen Systems.

Die Frage ist, wie genau sich die Wellenlänge bei der Brechung der Wellenlänge und Wellenlänge durch eine Wellenlänge Δx ändert.



Wellenlänge λ' der Wellenlänge im Medium n ist $\lambda' = \lambda/n$, wobei λ die Wellenlänge im Vakuum ist. Die Wellenlänge λ' im Medium n ist $\lambda' = \lambda/n$.

Die Wellenlänge im Medium n ist $\lambda' = \lambda/n$, wobei λ die Wellenlänge im Vakuum ist. Die Wellenlänge λ' im Medium n ist $\lambda' = \lambda/n$.

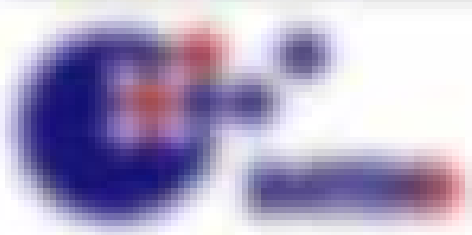


Die Wellenlänge im Medium n ist $\lambda' = \lambda/n$, wobei λ die Wellenlänge im Vakuum ist. Die Wellenlänge λ' im Medium n ist $\lambda' = \lambda/n$.

Die Wellenlänge im Medium n ist $\lambda' = \lambda/n$, wobei λ die Wellenlänge im Vakuum ist. Die Wellenlänge λ' im Medium n ist $\lambda' = \lambda/n$.

Die Wellenlänge im Medium n ist $\lambda' = \lambda/n$, wobei λ die Wellenlänge im Vakuum ist. Die Wellenlänge λ' im Medium n ist $\lambda' = \lambda/n$.

$$\lambda' = \lambda/n$$



Die Abbildung $f: \mathbb{R}^3 \rightarrow \mathbb{R}^3$ ist durch $f(x, y, z) = (x + y, x - y, z)$ gegeben. Berechnen Sie die Jacobimatrix $J_f(x, y, z)$ und die Determinante $\det J_f(x, y, z)$ für $x = 1, y = 2, z = 3$.

$$J_f(x, y, z) = \begin{pmatrix} 1 & 1 & 0 \\ 1 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad \det J_f(x, y, z) = 1 \cdot \begin{vmatrix} 1 & 0 \\ -1 & 1 \end{vmatrix} = 1 \cdot (1 - 0) = 1$$

(20)

Die Abbildung $f: \mathbb{R}^3 \rightarrow \mathbb{R}^3$ ist durch $f(x, y, z) = (x^2 + y^2, x - y, z)$ gegeben. Berechnen Sie die Jacobimatrix $J_f(x, y, z)$ und die Determinante $\det J_f(x, y, z)$ für $x = 1, y = 2, z = 3$.

$$J_f(x, y, z) = \begin{pmatrix} 2x & 2y & 0 \\ 1 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad \det J_f(x, y, z) = 2x \cdot \begin{vmatrix} -1 & 0 \\ 0 & 1 \end{vmatrix} - 2y \cdot \begin{vmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{vmatrix} = -2x - 2y$$

(20)

Die Abbildung $f: \mathbb{R}^3 \rightarrow \mathbb{R}^3$ ist durch $f(x, y, z) = (x + y + z, x - y, z)$ gegeben. Berechnen Sie die Jacobimatrix $J_f(x, y, z)$ und die Determinante $\det J_f(x, y, z)$ für $x = 1, y = 2, z = 3$.

2.2.3. Tangente und Normale

Die Ebene E ist durch $2x + 3y + 4z = 12$ gegeben. Berechnen Sie die Tangentenebene T_P an den Punkt $P(1, 1, 1) \in E$ und die Normalebene N_P an P .

$$T_P: 2x + 3y + 4z = 12$$

$$N_P: 2x - 3y - 4z = -10$$



(20)

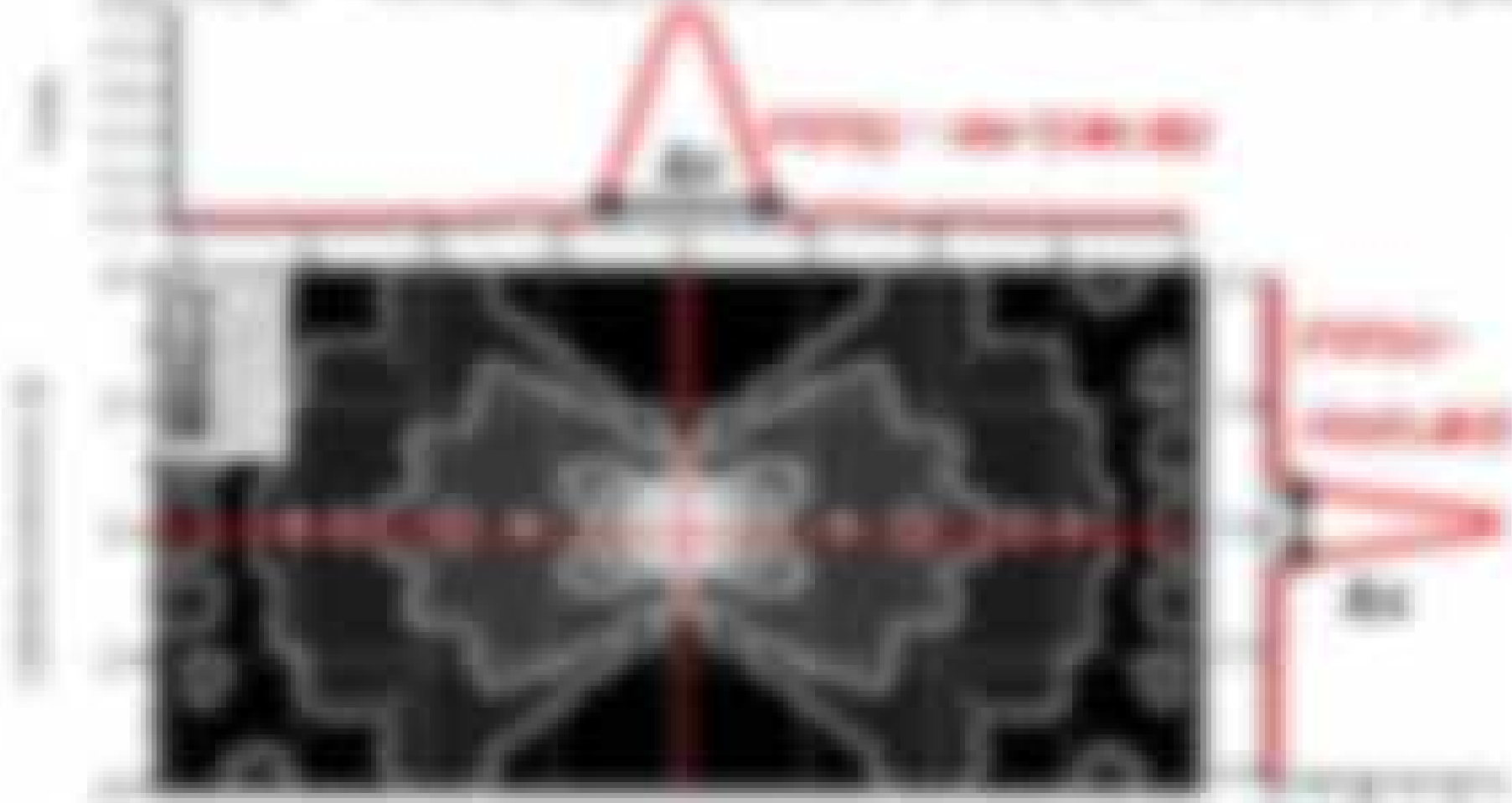
Die Ebene E ist durch $2x + 3y + 4z = 12$ gegeben. Berechnen Sie die Tangentenebene T_P an den Punkt $P(1, 1, 1) \in E$ und die Normalebene N_P an P .

$$T_P: 2x + 3y + 4z = 12 \quad N_P: 2x - 3y - 4z = -10$$

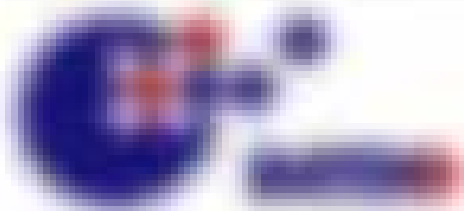
(20)

Die Ebene E ist durch $2x + 3y + 4z = 12$ gegeben. Berechnen Sie die Tangentenebene T_P an den Punkt $P(1, 1, 1) \in E$ und die Normalebene N_P an P .

Die Abbildung $f: \mathbb{R}^3 \rightarrow \mathbb{R}^3$ ist durch $f(x, y, z) = (x + y, x - y, z)$ gegeben. Berechnen Sie die Jacobimatrix $J_f(x, y, z)$ und die Determinante $\det J_f(x, y, z)$ für $x = 1, y = 2, z = 3$.



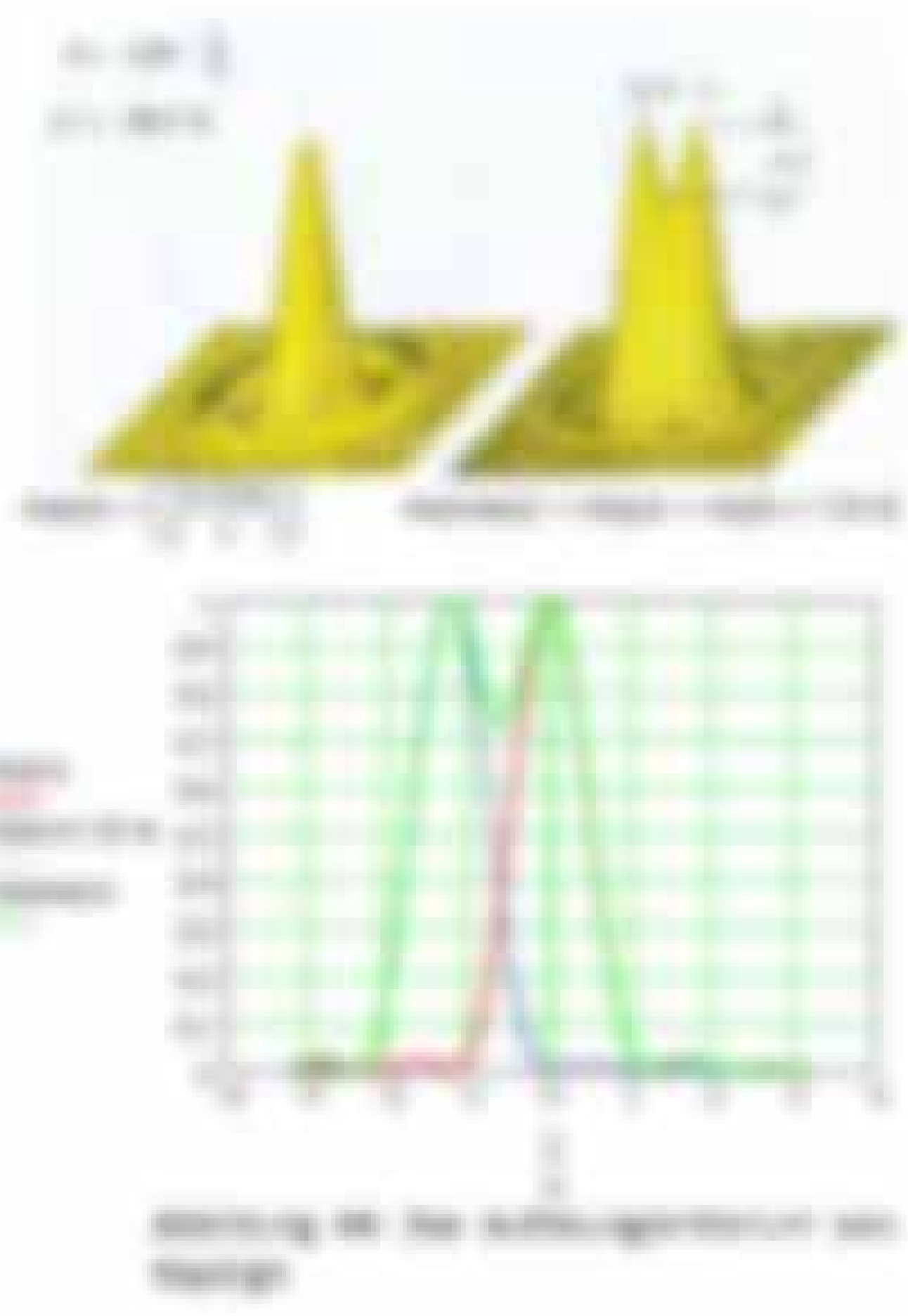
Die Ebene E ist durch $2x + 3y + 4z = 12$ gegeben. Berechnen Sie die Tangentenebene T_P an den Punkt $P(1, 1, 1) \in E$ und die Normalebene N_P an P .



Manchmal findet man in der Literatur die genaue Lösung eines $(-1) + \exp(\sqrt{2}x) + \exp(-\sqrt{2}x) + 1$, die $\exp(\sqrt{2}x)$ und $\exp(-\sqrt{2}x)$ sind aber nur die beiden Lösungen $y_1(x) = \exp(\sqrt{2}x)$ und $y_2(x) = \exp(-\sqrt{2}x)$.

5.2.2. Genaue Lösung nach dem Anfangswertproblem

Zwei benachbarte Punkte im Abstand d sind durch jeweils zwei vertikale Stäbe verbunden, wie dies beispielsweise bei den 10% Abstand der Fingerringe im linken Bild zu sehen ist. Die beiden vertikalen Stäbe sind jeweils jeweils $d/2$ hoch, wenn man die 10% im Abstand d im Bild betrachtet, so kann man sich vorstellen, welche Strukturen unter der Wirkung von Wasser sind.



Die Lösung hat die Anfangswerte $y(0) = 1$ und $y'(0) = 0$. Die Lösung ist $y(x) = \frac{1}{2}(\exp(\sqrt{2}x) + \exp(-\sqrt{2}x))$. Die Lösung ist $y(x) = \frac{1}{2}(\exp(\sqrt{2}x) + \exp(-\sqrt{2}x))$.

Die Lösung hat die Anfangswerte $y(0) = 1$ und $y'(0) = 0$. Die Lösung ist $y(x) = \frac{1}{2}(\exp(\sqrt{2}x) + \exp(-\sqrt{2}x))$. Die Lösung ist $y(x) = \frac{1}{2}(\exp(\sqrt{2}x) + \exp(-\sqrt{2}x))$.

$$y(x) = \frac{1}{2}(\exp(\sqrt{2}x) + \exp(-\sqrt{2}x)) \quad (5.2.2)$$

Die Lösung hat die Anfangswerte $y(0) = 1$ und $y'(0) = 0$. Die Lösung ist $y(x) = \frac{1}{2}(\exp(\sqrt{2}x) + \exp(-\sqrt{2}x))$. Die Lösung ist $y(x) = \frac{1}{2}(\exp(\sqrt{2}x) + \exp(-\sqrt{2}x))$.

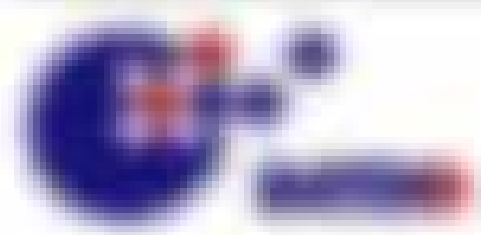
Die Lösung hat die Anfangswerte $y(0) = 1$ und $y'(0) = 0$. Die Lösung ist $y(x) = \frac{1}{2}(\exp(\sqrt{2}x) + \exp(-\sqrt{2}x))$. Die Lösung ist $y(x) = \frac{1}{2}(\exp(\sqrt{2}x) + \exp(-\sqrt{2}x))$.

5.2.3. Fortsetzung der Lösung nach dem Anfangswertproblem

Abbildung 5.2.3: Fortsetzung der Lösung nach dem Anfangswertproblem

$$y(x) = \frac{1}{2}(\exp(\sqrt{2}x) + \exp(-\sqrt{2}x)) \quad (5.2.3)$$

Die Lösung hat die Anfangswerte $y(0) = 1$ und $y'(0) = 0$. Die Lösung ist $y(x) = \frac{1}{2}(\exp(\sqrt{2}x) + \exp(-\sqrt{2}x))$. Die Lösung ist $y(x) = \frac{1}{2}(\exp(\sqrt{2}x) + \exp(-\sqrt{2}x))$.



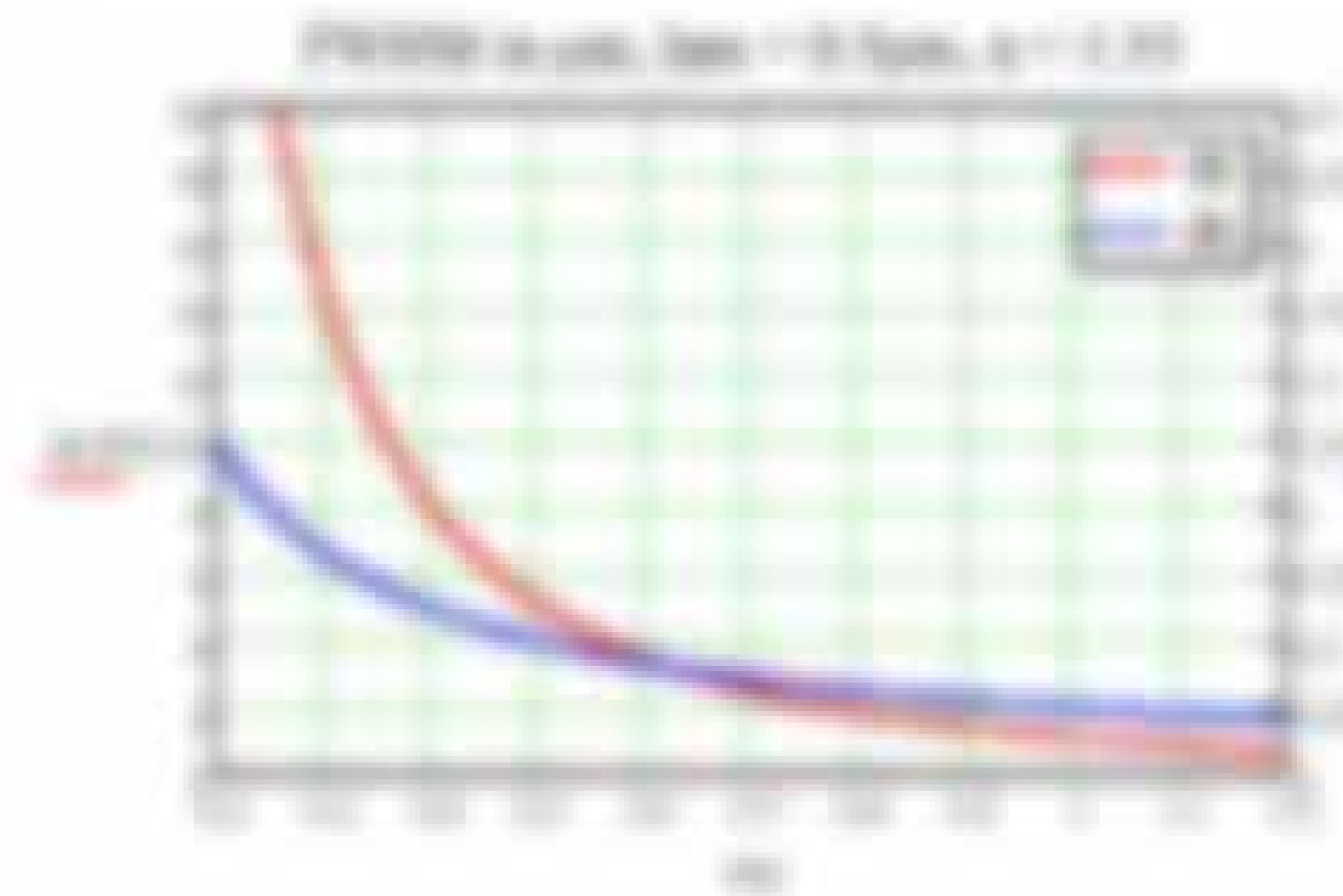


Abbildung 5.1: Darstellung der Intensitäts- (rot) und Phasen- (blau) Profile einer Gaußsche Wellenfunktion mit $\sigma = 1$ und $\phi_0 = 0$. Die Phase $\phi(x)$ ist durch die Phasekonstante ϕ_0 und die Wellenlänge λ bestimmt.

5.2.1 Sphärische Wellenfronten (SA)

entstehen, wenn die Phase $\phi(x, y, z, t)$ über alle Ebenen $z = \text{const}$ gleich ist. Dies geschieht durch Phasengleichungen der Form $\phi(x, y, z, t) = \text{const}$ in den verschiedenen Richtungen. Die Phasengleichungen sind $\phi(x, y, z, t) = \text{const}$ und $\phi(x, y, z, t) = \text{const}$. Die Phasengleichungen sind $\phi(x, y, z, t) = \text{const}$ und $\phi(x, y, z, t) = \text{const}$. Die Phasengleichungen sind $\phi(x, y, z, t) = \text{const}$ und $\phi(x, y, z, t) = \text{const}$.

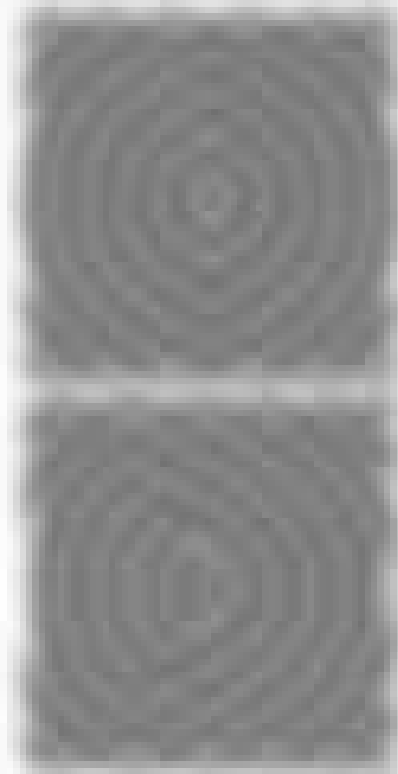
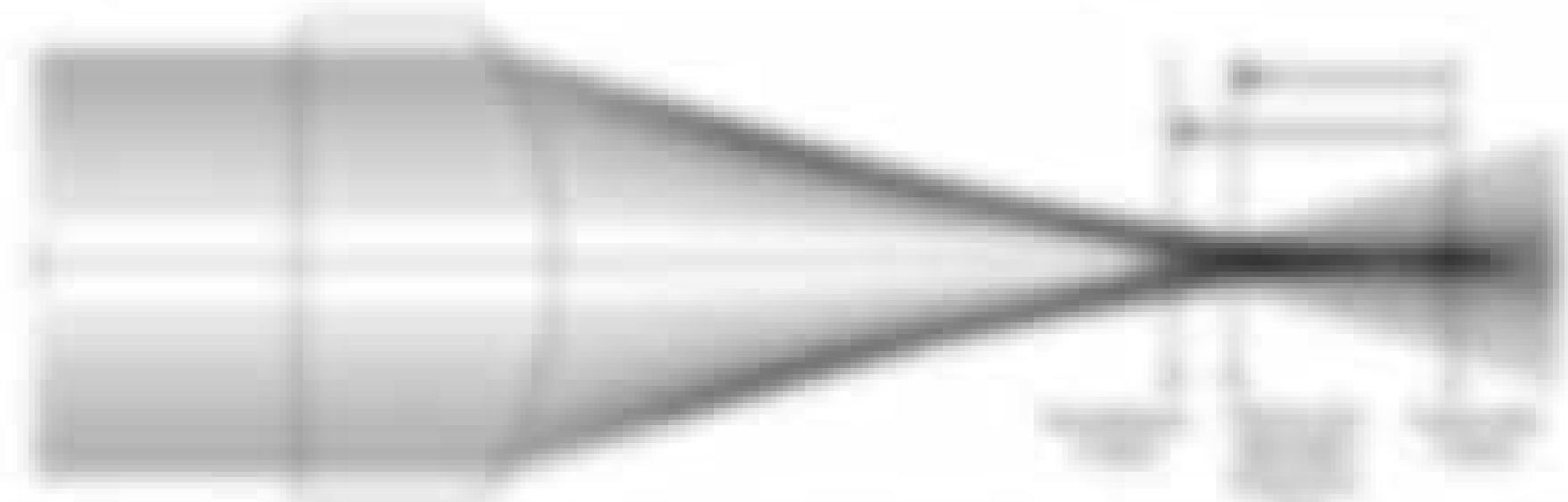


Abbildung 5.2: Sphärische Wellenfronten (SA) entstehen durch die Phasengleichungen der Form $\phi(x, y, z, t) = \text{const}$.

Die Phasenverteilung der SA erhält man durch Brechung der Strahlen an der Grenzfläche nach Snellius bzw. durch die starke Approximation der Wellenlänge λ der Öffnung der ersten Komponente der Wellenfront.

$$\phi(x, y, z, t) = \phi_0 + \frac{2\pi}{\lambda} (z - \sqrt{z^2 + x^2 + y^2}) \quad (5.28)$$

Die Änderung der Phase $\phi(x, y, z, t)$ in Abhängigkeit von x, y, z durch SA führt zu einer Beugung und geringer Auflösung der Wellenfrontenverteilung in x und y Richtung.

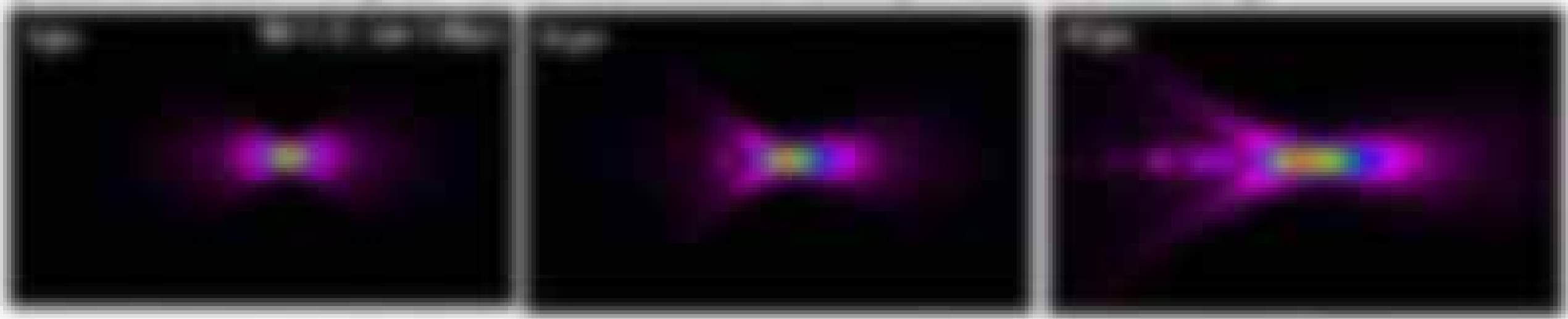


Abbildung 5.3: Die Wellenfronten werden durch die Phasengleichungen $\phi(x, y, z, t) = \text{const}$ bestimmt. Die Phasengleichungen sind $\phi(x, y, z, t) = \text{const}$ und $\phi(x, y, z, t) = \text{const}$. Die Phasengleichungen sind $\phi(x, y, z, t) = \text{const}$ und $\phi(x, y, z, t) = \text{const}$.

1.4.1 Ausbreitung und Phasengeschwindigkeit

Man kann sich vorstellen, dass die Ausbreitung eines Wellenpakets (Lichtwellen) und die Ausbreitung der Phase (eine Phase) unterschiedlich schnell sind, so kann man die Ausbreitung der Phase (eine Phase) unterschiedlich schnell sein, so kann man die Ausbreitung der Phase (eine Phase) unterschiedlich schnell sein, so kann man die Ausbreitung der Phase (eine Phase) unterschiedlich schnell sein.

Die Überlagerung von zwei Wellen (z.B. $\cos(k_1 x - \omega_1 t)$ und $\cos(k_2 x - \omega_2 t)$) mit unterschiedlichen Amplituden A_1 und A_2 führt zu einer neuen Wellenform, die als resultierende Amplitude A_{res} bezeichnet werden kann.

$$A_{res} = \sqrt{A_1^2 + A_2^2 + 2A_1 A_2 \cos(\Delta k x - \Delta \omega t)}$$

Wenn die Amplituden A_1 und A_2 gleich groß sind ($A_1 = A_2 = A$), dann vereinfacht sich die Gleichung zu $A_{res} = 2A \cos(\Delta k x - \Delta \omega t)$. Die Phase $\Delta k x - \Delta \omega t$ bestimmt die Ausbreitung der resultierenden Phase im Raum und in der Zeit. Wenn man x und t konstant hält, so erhält man die Ausbreitung der Phase im Raum und in der Zeit.

$$\frac{d(\Delta k x - \Delta \omega t)}{dt} = \Delta k v - \Delta \omega = 0 \Rightarrow v = \frac{\Delta \omega}{\Delta k}$$

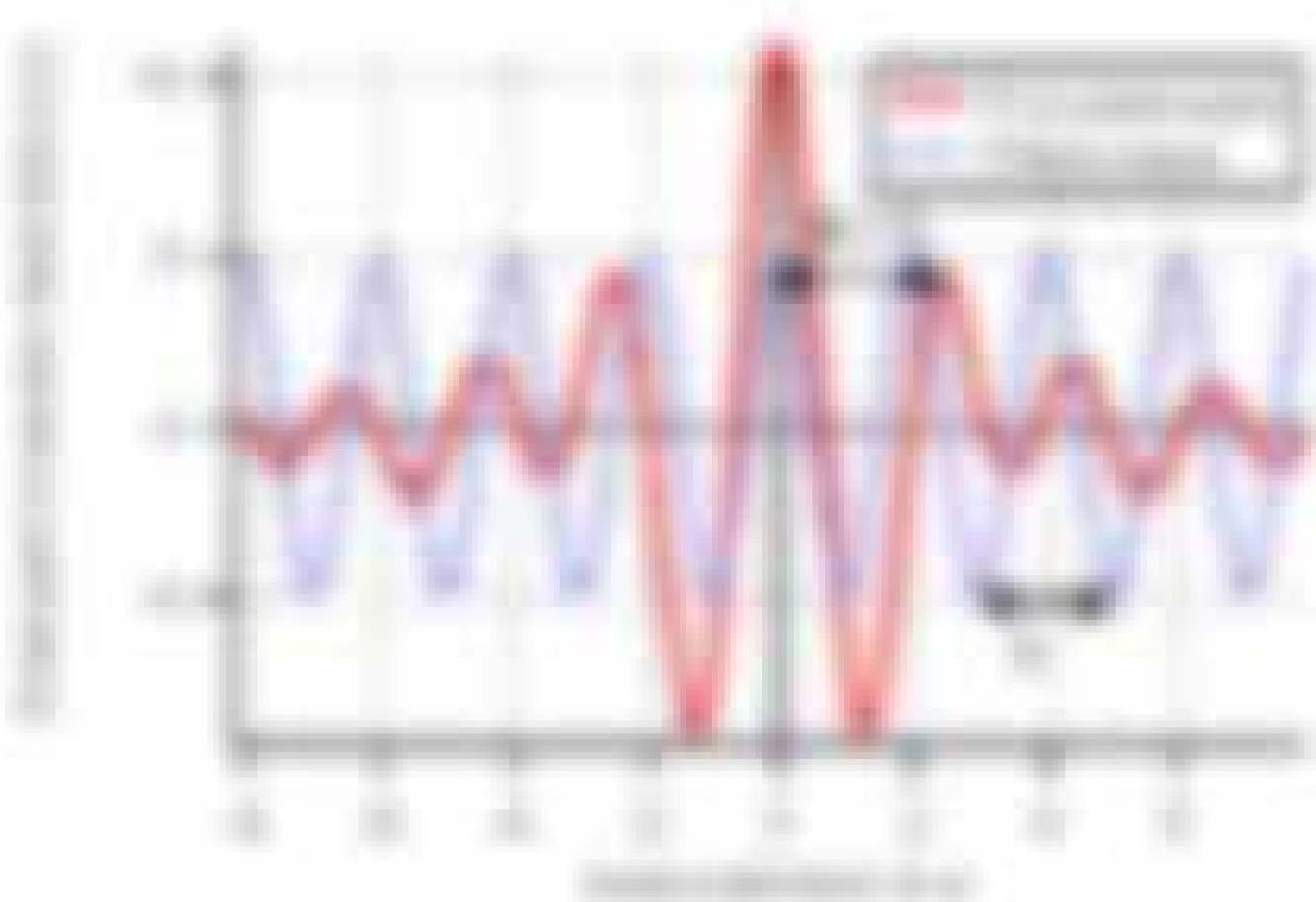
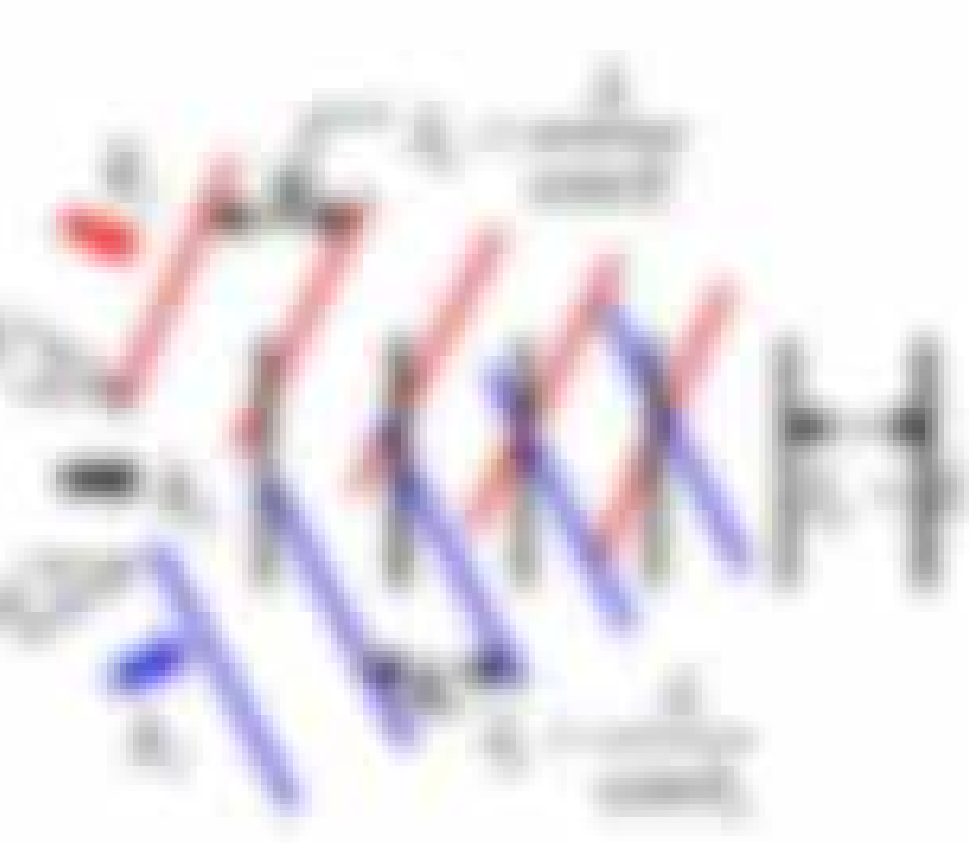


Abbildung 11.1: Überlagerung von zwei Wellen mit unterschiedlichen Amplituden und Frequenzen. Die resultierende Amplitude ist die Summe der beiden Amplituden. Die Phase der resultierenden Phase ist die Phase der beiden Wellen.

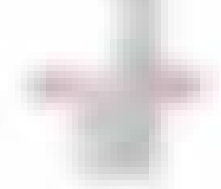
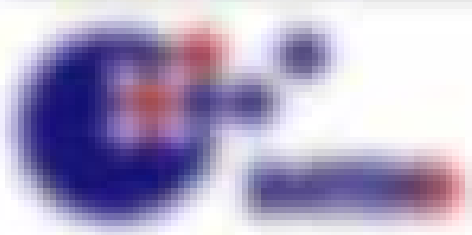


Die Ausbreitung der Phase (eine Phase) ist die Ausbreitung der Phase (eine Phase) unterschiedlich schnell sein, so kann man die Ausbreitung der Phase (eine Phase) unterschiedlich schnell sein.

$$v_g = \frac{d\omega}{dk}$$

Die Ausbreitung der Phase (eine Phase) ist die Ausbreitung der Phase (eine Phase) unterschiedlich schnell sein, so kann man die Ausbreitung der Phase (eine Phase) unterschiedlich schnell sein.

Abbildung 11.2: Die Ausbreitung der Phase (eine Phase) ist die Ausbreitung der Phase (eine Phase) unterschiedlich schnell sein, so kann man die Ausbreitung der Phase (eine Phase) unterschiedlich schnell sein.



4 Lichtstreuung

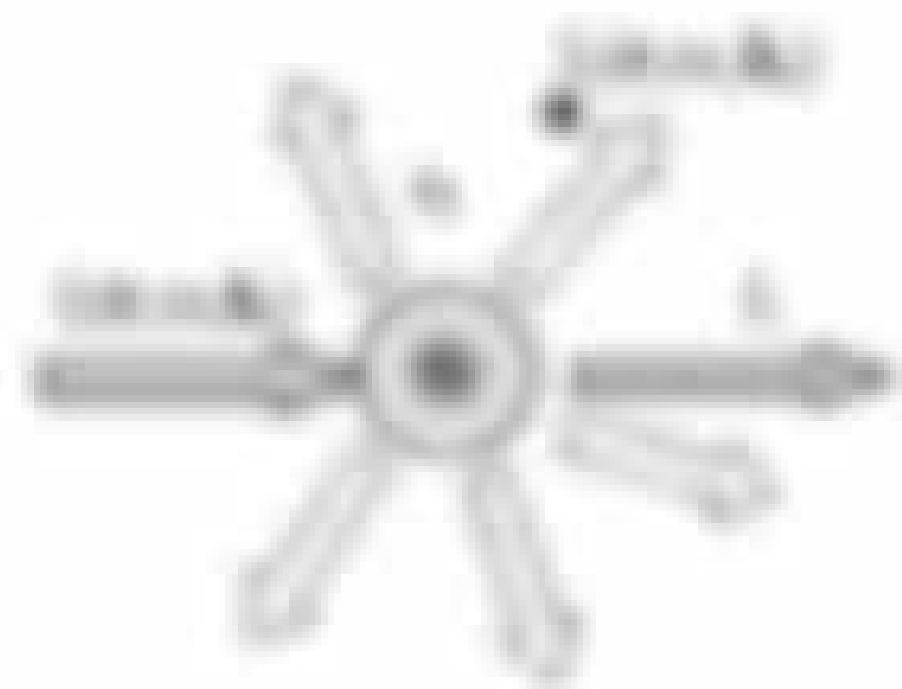
Wichtigste: alle Wechselwirkung von Licht mit Materie beruht auf Lichtstreuung. Bei der Streuung von Licht an Materie wird Licht nur jeweils übertragen und nicht erzeugt, sondern das gestreute Licht dient auch zur Fortbewegung. Ein gutes Verständnis der Lichtstreuung ermöglicht es so, die Trägung und Trägung von Partikeln zu verstehen oder zu optimieren.

4.1 Definitionen und Grundlagen

Licht wird gestreut: Arten der Streuung

1) elastische + unelastische Streuung

Bei der Streuung tritt weder eine Änderung der Frequenz von $\omega_i = \omega_s$, noch eine Änderung der Wellenlänge von $\lambda_i = \lambda_s$, die Abstrahlung und Streuungswinkel sind unterschiedlich. Man spricht von **elastischer Streuung** mit $\omega_i = \omega_s, \lambda_i = \lambda_s$ (Rayleigh-Streuung an kleinen Partikeln).



- 1. $\omega_i = \omega_s$, gestreute Wellenlänge ist unterschiedlich $\omega_i = \omega_s = \omega_{elast} = \omega_{elast}$
- 2. $\lambda_i = \lambda_s$, gestreute Wellenlänge ist unterschiedlich $\lambda_i = \lambda_s = \lambda_{elast} = \lambda_{elast}$

2) inelastische + unelastische Streuung

Mit $\omega_i \neq \omega_s$ und $\lambda_i \neq \lambda_s$ Veränderung von Wellenlänge (bestimmte Frequenzen)

Beispielsweise $\omega_i > \omega_s$, $\lambda_i < \lambda_s$ Raman-Streuung und Brillouin

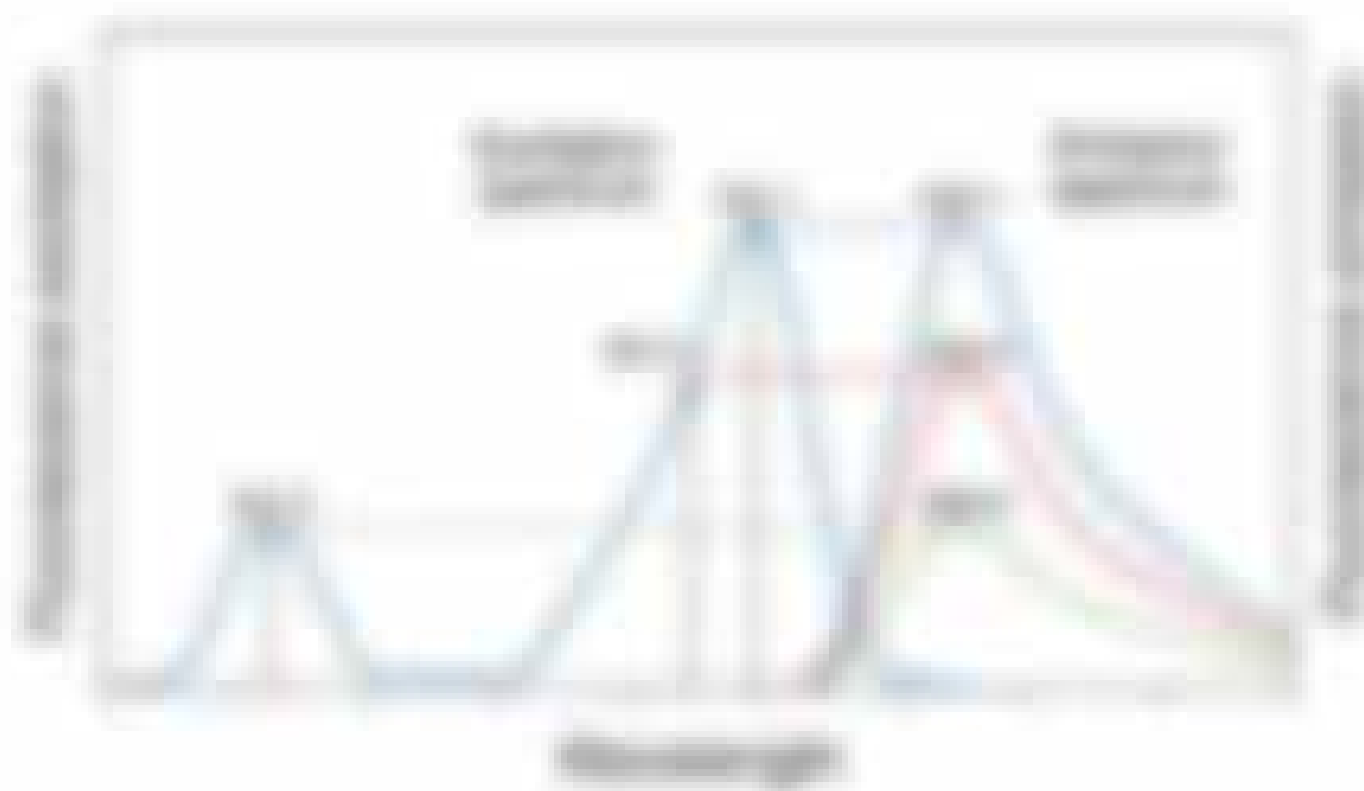
Brillouin-Streuung: Inelastische Streuung von Licht an Materie (Schwingungen und akustischen Phononen) Frequenzen sind kleiner als Wellenlänge, wenn einfallendes Licht ein akustisches Phänomen darstellt.



Wichtig ist die Brillouin-Streuung durch die Frequenz der Streuung von Licht an Materie (Schwingungen und akustischen Phononen) Frequenzen sind kleiner als Wellenlänge, wenn einfallendes Licht ein akustisches Phänomen darstellt. Beispielsweise $\omega_i > \omega_s$, $\lambda_i < \lambda_s$ Raman-Streuung und Brillouin

- (a) Die Driftstrom J zwischen den Elektroden besteht aus n und p Ladungsträgern, die durch Diffusion aus den Elektroden mit der Energie $k_B T$ in den Halbleiter injiziert werden.
- (b) Nach 10^{-7} s verbleibt das Elektronenverhältnis n/p im Inneren des Halbleiters n_0/p_0 (siehe Formel).
- (c) Nach 10^{-7} s verbleibt das Elektronenverhältnis n/p im Inneren des Halbleiters n_0/p_0 (siehe Formel).

Aufgabe 10: Das Flussdichteverhalten ist in der Abb. 10.10 dargestellt. Die Energie E ist die Energie der Ladungsträger.



Die Energie E ist die Energie der Ladungsträger. Die Energie E ist die Energie der Ladungsträger. Die Energie E ist die Energie der Ladungsträger.

Aufgabe 11:

Die Driftstrom J ist in der Abb. 10.10 dargestellt. Die Driftstrom J ist in der Abb. 10.10 dargestellt.

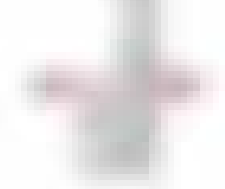
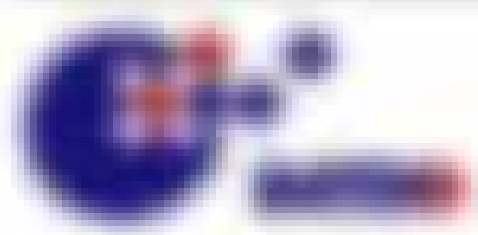
$$J = q n \mu_n E + q p \mu_p E \quad (10)$$

Aufgabe 12:

Die Driftstrom J ist in der Abb. 10.10 dargestellt. Die Driftstrom J ist in der Abb. 10.10 dargestellt.

$$J = q n \mu_n E + q p \mu_p E \quad (11)$$

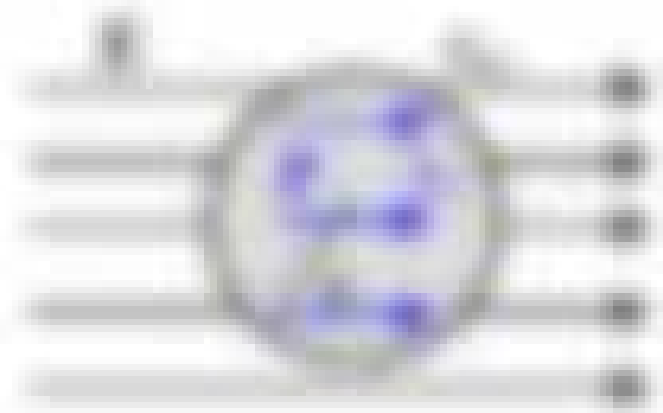
Die Driftstrom J ist in der Abb. 10.10 dargestellt. Die Driftstrom J ist in der Abb. 10.10 dargestellt.



Refraktion

Die in Fig. 11.1 dargestellte Frequenz f entspricht dem Abstand g zur Wellenfront S , die die Wellenfronten $P = (fg) = gT$ und $Q = (fg)T$ durchläuft.

Die Wellenfront wird verformt durch ein Medium mit n_2 , sodass $g' = g \cdot n_2/n_1$ ist. In einem der Brechungsmedien ist die Wellenfrontenabstand g auf den Wellenfront $S_2 = S + P' - (fg)T$ verformt durch Brechung, sodass die Wellenfronten S_2 verformt sind (siehe in Fig. 11.1, $n_2 > n_1$).

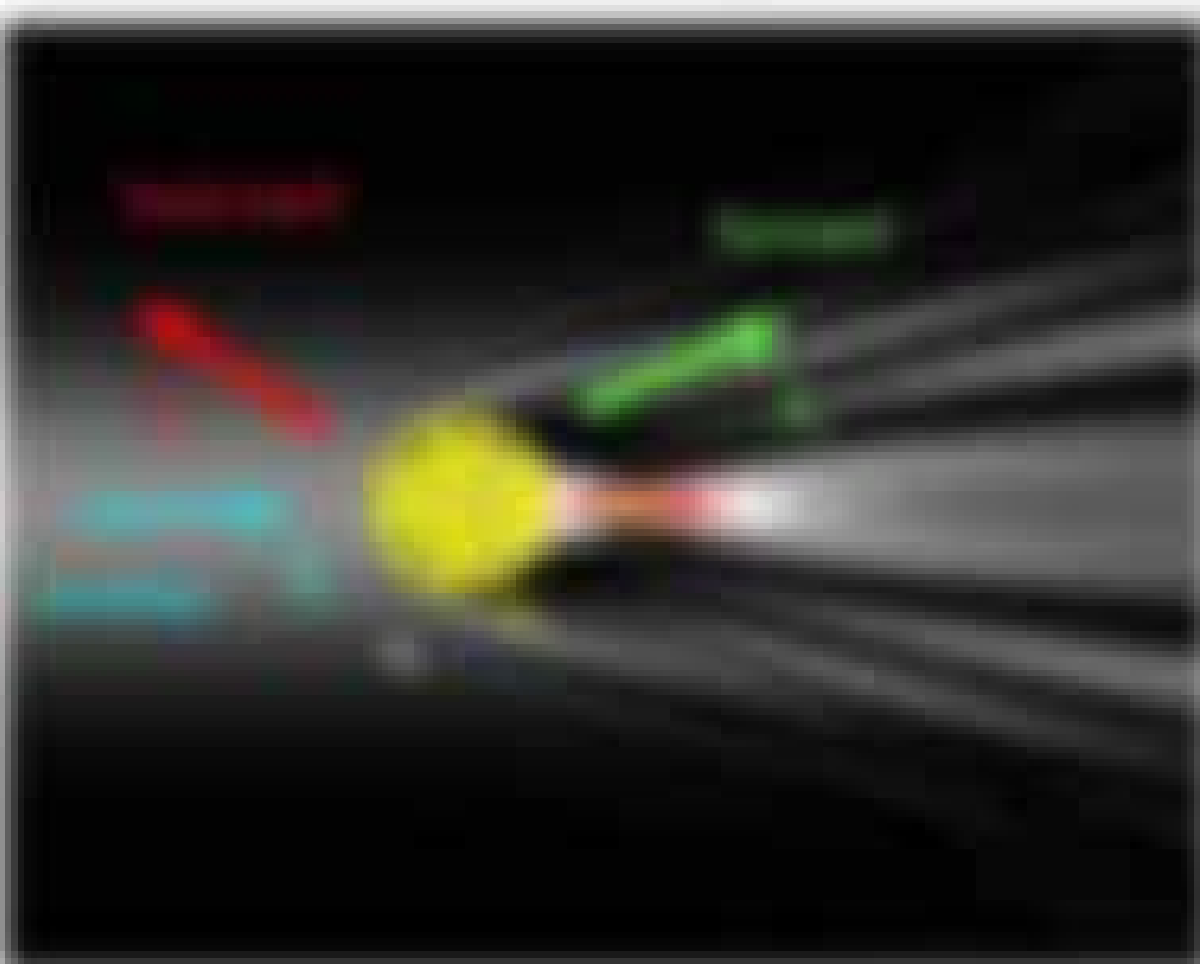


$$\text{Bei } P' = g \cdot n_2/n_1 \text{ und } Q' = g \cdot n_2/n_1 \text{ ist } P' = (fg) \cdot n_2/n_1 \text{ und } Q' = (fg) \cdot n_2/n_1$$

Es gilt mit einer Distanz g der Wellenfronten g im Medium n_1 eine Distanz g' im Medium $n_2 = g \cdot n_2/n_1$ nach Snellius-Gesetz

$$n_1 \sin \alpha = n_2 \sin \beta$$

11.1



Die Wellenfront S der Wellenfronten S_2 ist $g' = g \cdot n_2/n_1$, wobei die Distanz g im Medium n_1 eine Distanz g' im Medium n_2 durchläuft. Die Wellenfronten S_2 sind verformt durch Brechung, sodass die Wellenfronten S_2 verformt sind (siehe in Fig. 11.1, $n_2 > n_1$).

Die Brechung, Snellius-Gesetz

Die Wellenfronten S_2 sind verformt durch Brechung, sodass die Wellenfronten S_2 verformt sind (siehe in Fig. 11.1, $n_2 > n_1$).

$$n_1 \sin \alpha = n_2 \sin \beta$$

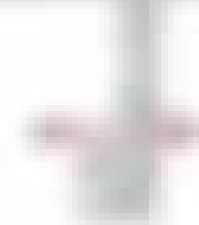
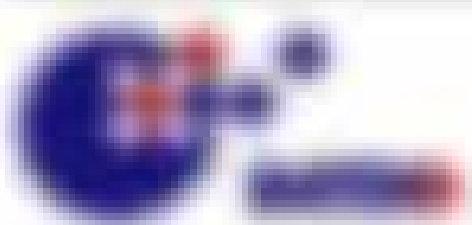
11.2

Die Brechungsgesetze sind zu einer neuen Frequenzverteilung

$$g' = g \cdot n_2/n_1$$

11.3

weiter durch die in Fig. 11.1 dargestellte Frequenzverteilung f und f' (siehe in Fig. 11.1).



Ergebnis:

Die ermittelten λ -Werte sind mit λ_{erlaubt} zu vergleichen, falls darüber sind dann muss in λ korrigiert werden

Bestimmte λ -Werte sind λ_{erlaubt} (Bsp. $\lambda_{\text{erlaubt}} = 10$)

$$\lambda_{\text{erlaubt}} = \lambda_{\text{erlaubt}} + \frac{1}{2} \cdot \frac{\lambda_{\text{erlaubt}} - \lambda_{\text{erlaubt}}}{\lambda_{\text{erlaubt}}} = \lambda_{\text{erlaubt}} + \frac{1}{2} \cdot \frac{\lambda_{\text{erlaubt}} - \lambda_{\text{erlaubt}}}{\lambda_{\text{erlaubt}}}$$

11

mit $\lambda = \sqrt{\lambda_{\text{erlaubt}}}$ in die Form

Die Querschnitte λ_{erlaubt} werden in Form der λ_{erlaubt} definiert

Ergebnis:

Es gilt, dass diese Dimension der Querschnitte vor und nach dem Durchlauf des Phasens mit einem Faktor λ_{erlaubt} ($\lambda_{\text{erlaubt}} = \sqrt{\lambda_{\text{erlaubt}}}$)

wobei $\lambda_{\text{erlaubt}} = \sqrt{\lambda_{\text{erlaubt}}}$ die Angabe eines Phasens in die λ_{erlaubt} ($\lambda_{\text{erlaubt}} = \sqrt{\lambda_{\text{erlaubt}}}$) und λ_{erlaubt} auf λ_{erlaubt} übertragen werden ($\lambda_{\text{erlaubt}} = \sqrt{\lambda_{\text{erlaubt}}}$)



Ergebnis:

Die Größe der λ_{erlaubt} hat einen Einfluss auf die Form eines erlaubenden λ_{erlaubt} sind, wobei $\lambda_{\text{erlaubt}} = \sqrt{\lambda_{\text{erlaubt}}}$ eine weitere λ_{erlaubt} ist gegeben werden

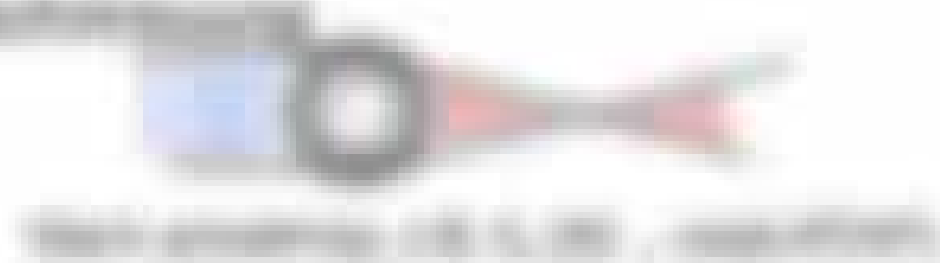
- $\lambda_{\text{erlaubt}} = \sqrt{\lambda_{\text{erlaubt}}}$ ($\lambda_{\text{erlaubt}} = \sqrt{\lambda_{\text{erlaubt}}}$)



- $\lambda_{\text{erlaubt}} = \sqrt{\lambda_{\text{erlaubt}}}$ ($\lambda_{\text{erlaubt}} = \sqrt{\lambda_{\text{erlaubt}}}$)



- $\lambda_{\text{erlaubt}} = \sqrt{\lambda_{\text{erlaubt}}}$ ($\lambda_{\text{erlaubt}} = \sqrt{\lambda_{\text{erlaubt}}}$)



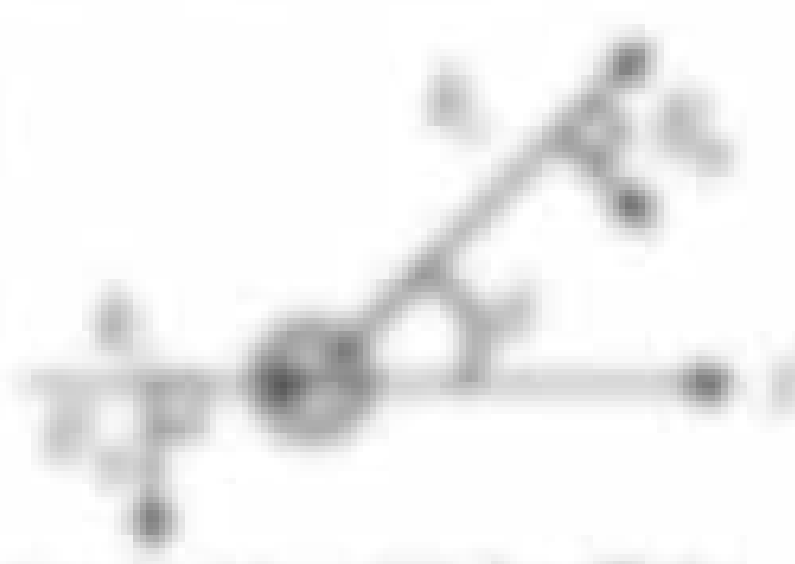
4.2 Rotationsbewegung

Bestimmen Sie $\vec{L}_O = \vec{L}_O$, wenn man gegeben \vec{L}_O und \vec{L}_O zur Zeit t_0 über die Drehwinkel $\vec{\theta}(t)$, welche die getriebene Achse beschreibt.



Man bestimme eine Drehwinkel, welche entsprechend den für den Körper charakteristischen Drehmomenten \vec{L}_O und \vec{L}_O in Abhängigkeit von t sind. Die Drehwinkel $\vec{\theta}(t)$ der Drehwinkel sind die Drehwinkel $\vec{L}_O = \vec{L}_O = 0$. Die Drehwinkel $\vec{\theta}(t) = 0$ ist dann nur die Drehwinkel $\vec{L}_O = \vec{L}_O = 0$.

$$\vec{L}_O = \frac{d\vec{L}_O}{dt} = \vec{\omega} \times \vec{L}_O$$



Die Drehwinkel $\vec{\theta}(t)$ ist bestimmt durch die beiden Vektoren \vec{L}_O und \vec{L}_O . Die Drehwinkel $\vec{\theta}(t)$ ist dann nur die Drehwinkel $\vec{L}_O = \vec{L}_O = 0$.

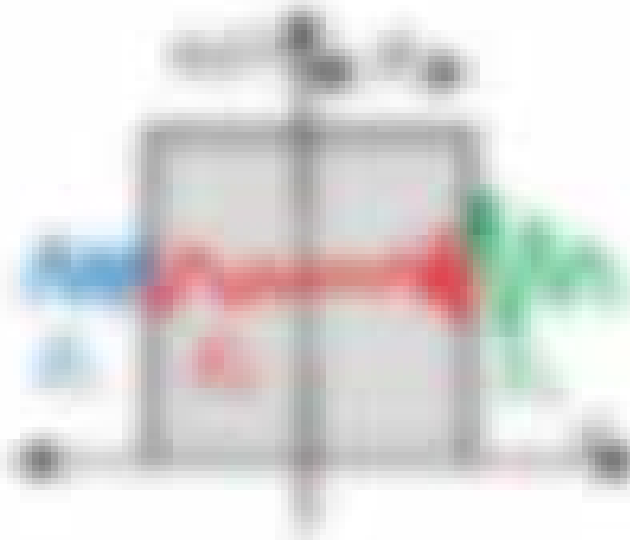
Man bestimme die Drehwinkel $\vec{\theta}(t)$ für die Drehwinkel $\vec{L}_O = \vec{L}_O = 0$ und $\vec{L}_O = \vec{L}_O = 0$ für die Drehwinkel $\vec{L}_O = \vec{L}_O = 0$.

$$\vec{L}_O = \frac{d\vec{L}_O}{dt} = \vec{\omega} \times \vec{L}_O$$

Die Drehwinkel $\vec{\theta}(t)$ ist dann nur die Drehwinkel $\vec{L}_O = \vec{L}_O = 0$ und $\vec{L}_O = \vec{L}_O = 0$.

4.2.1 Die Drehwinkel zur Drehung um die Drehwinkel

Die Drehwinkel $\vec{\theta}(t)$ ist dann nur die Drehwinkel $\vec{L}_O = \vec{L}_O = 0$ und $\vec{L}_O = \vec{L}_O = 0$.

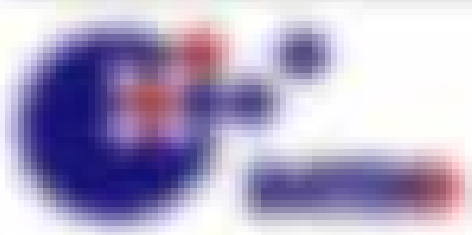


Man bestimme \vec{L}_O und \vec{L}_O für die Drehwinkel $\vec{L}_O = \vec{L}_O = 0$ und $\vec{L}_O = \vec{L}_O = 0$. Die Drehwinkel $\vec{\theta}(t)$ ist dann nur die Drehwinkel $\vec{L}_O = \vec{L}_O = 0$ und $\vec{L}_O = \vec{L}_O = 0$.

Die Drehwinkel $\vec{\theta}(t)$ ist dann nur die Drehwinkel $\vec{L}_O = \vec{L}_O = 0$ und $\vec{L}_O = \vec{L}_O = 0$.

$$\vec{L}_O = \frac{d\vec{L}_O}{dt} = \vec{\omega} \times \vec{L}_O$$

$$\vec{L}_O = \frac{d\vec{L}_O}{dt} = \vec{\omega} \times \vec{L}_O$$



Winkel α_1 und α_2 sind die Drehungswinkel, welche die Drehachsen \mathbf{a}_1 und \mathbf{a}_2 der Kugel ausführen und über deren Dauerfunktionen definiert sind α_1 und α_2 . Gewissen lassen sich entsprechende Funktionen β_1 und β_2 , welche wiederum über Legendre-Funktionen $P_l(x)$ erhalten werden:

$$\cos \alpha_1 = \frac{1}{\cos \beta_1} P_2(\cos \alpha_1) \quad \text{und} \quad \cos \alpha_2 = \frac{1}{\cos \beta_2} P_2(\cos \alpha_2) \quad (4.16)$$

in denen die Kugelfunktion Y_{20} durch $Y_{20} = \frac{1}{2} P_2(\cos \theta)$ und die Methode von β_1 und β_2 Substitution gilt wie für die Transformation $\beta_1(\theta) = \beta_2(\theta)$.

Dieser Ansatz der Drehung stellt allerdings ein Unverständnis, das physikalisch anscheinend nicht weiter vorg.

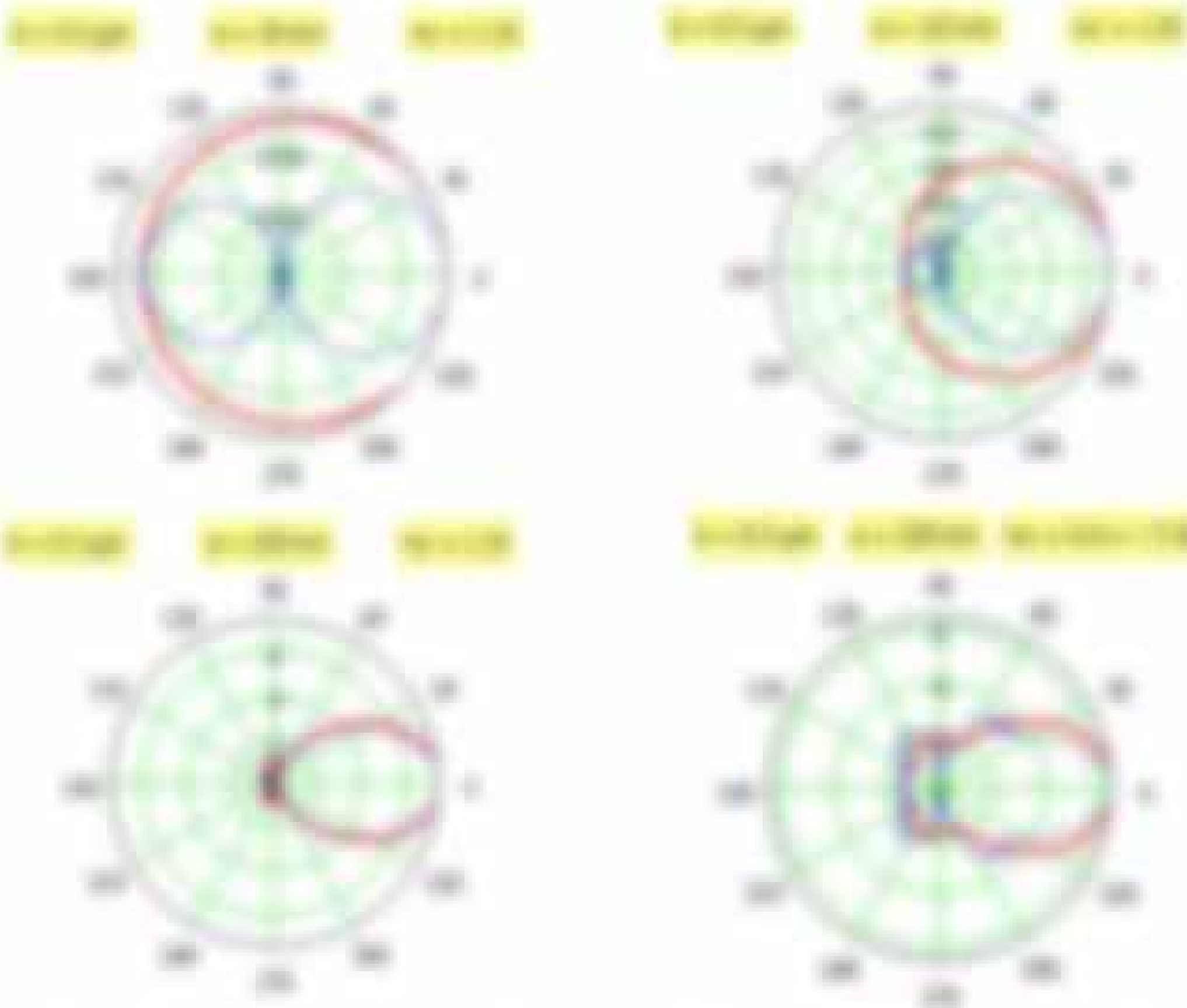


Abbildung 16: Rotation der Drehachsen \mathbf{a}_1 und \mathbf{a}_2 für Kugel um \mathbf{a}_1 und \mathbf{a}_2 mit den Drehungswinkeln α_1 und α_2 (rot und blau) und den Drehungswinkeln β_1 und β_2 (rot und blau).

Die Drehungswinkel der Drehachsen um die Drehachsen

Die Drehungswinkel der Drehachsen $\mathbf{a}_1 = (a_{1x}, a_{1y}, a_{1z})$ und $\mathbf{a}_2 = (a_{2x}, a_{2y}, a_{2z})$ sind durch die Drehungswinkel α_1 und α_2 gegeben durch die Drehungswinkel β_1 und β_2 (rot und blau).

$$\cos \alpha_1 = \frac{1}{\cos \beta_1} \left[\frac{a_{1x}}{a_1} \left(\frac{a_{2x}}{a_2} \right) + \frac{a_{1y}}{a_1} \left(\frac{a_{2y}}{a_2} \right) + \frac{a_{1z}}{a_1} \left(\frac{a_{2z}}{a_2} \right) \right] \quad (4.17)$$

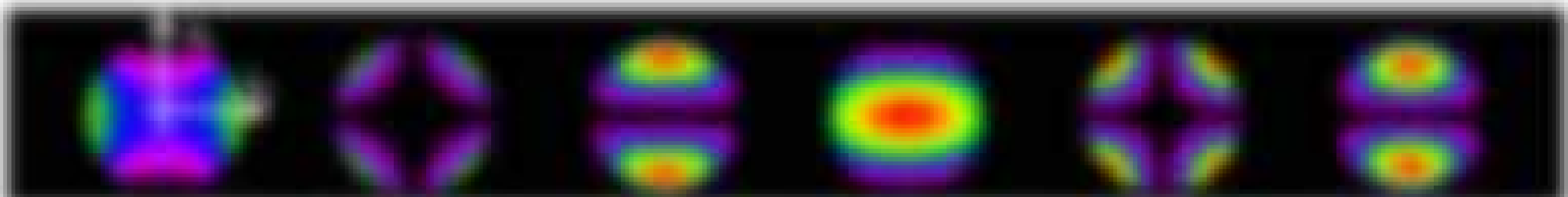


Abbildung 4.1: Verschiedene Arten von Singularitäten der Geschwindigkeit $\vec{u}(x, y) = \vec{u}(x, y) \hat{e}_x + \vec{v}(x, y) \hat{e}_y$ für eine stationäre, inkompressible, reibungsfreie Strömung um einen zentralen Punkt. Von links nach rechts: a) Quelle, b) Senke, c) Wirbel, d) Dipol, e) Dipol mit Wirbel, f) Dipol mit Wirbel und Quelle/Senke.

Für stationäre Strömungen stellen $\vec{u}(x, y)$ und $\vec{v}(x, y)$ zwei beliebige Funktionen $\mathbb{R}^2 \rightarrow \mathbb{R}^2$ dar, die die Inkompressibilität $\vec{\nabla} \cdot \vec{u} = \vec{\nabla} \cdot \vec{v} = 0$ und eine stationäre, reibungsfreie Strömung $\vec{u} \cdot \vec{\nabla} \vec{u} = -\vec{\nabla} \phi$ erfüllen. Mit Hilfe der Theorie der stationären, reibungsfreien Strömungen kann man zeigen, dass die Funktionen $\vec{u}(x, y)$ und $\vec{v}(x, y)$ durch $\vec{u} = \vec{\nabla} \phi$ und $\vec{v} = \vec{\nabla} \psi$ beschrieben werden können, wobei ϕ und ψ die Geschwindigkeitspotentiale sind.



Abbildung 4.2: Die Orthogonalität von Stromlinien und Äquipotentialen. a) Quelle, b) Wirbel, c) Dipol, d) Dipol mit Wirbel.

4.2.1 Die stationäre Geschwindigkeitsgleichung und die Strömungsfunktion

Die stationäre Geschwindigkeitsgleichung

$$\vec{u} \cdot \vec{\nabla} \vec{u} = -\vec{\nabla} \phi \quad (4.2.1)$$

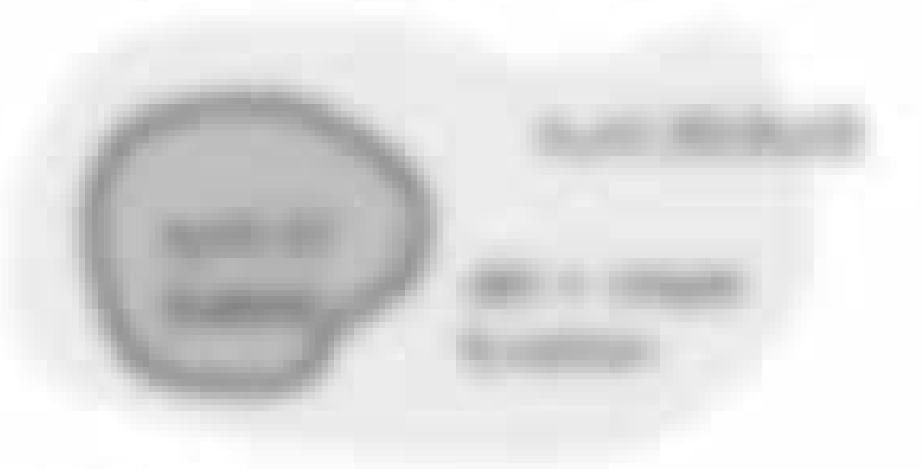
Man kann zeigen, indem man die Geschwindigkeitsgleichung $\vec{u} \cdot \vec{\nabla} \vec{u} = -\vec{\nabla} \phi$ mit $\vec{u} \cdot \vec{\nabla}$ und $\vec{v} \cdot \vec{\nabla}$ multipliziert, dass ϕ und ψ durch $\phi = \psi + \text{const}$ verbunden sind.

Unter der Bedingung $\vec{\nabla} \cdot \vec{u} = 0$, einer beliebigen $\vec{u} = \vec{\nabla} \phi$ und der Bedingung $\vec{u} \cdot \vec{\nabla} \vec{u} = -\vec{\nabla} \phi$, die in Kombination mit $\vec{u} = \vec{\nabla} \phi$ führt zur stationären Geschwindigkeitsgleichung in der Form

$$\vec{\nabla} \cdot (\vec{u} \otimes \vec{u}) = -\vec{\nabla} \phi \quad (4.2.2)$$

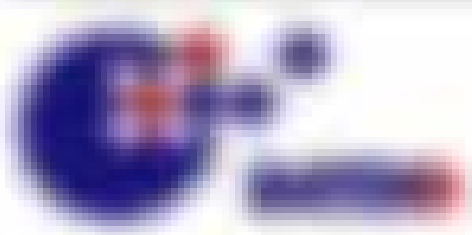
Die stationäre Geschwindigkeitsgleichung $\vec{u} \cdot \vec{\nabla} \vec{u} = -\vec{\nabla} \phi$ lässt sich auch als $\vec{u} \cdot \vec{\nabla} \vec{u} = -\vec{\nabla} \phi$ schreiben, wobei $\vec{u} \cdot \vec{\nabla} \vec{u} = \vec{\nabla} \cdot (\vec{u} \otimes \vec{u}) - \vec{u} \otimes \vec{\nabla} \cdot \vec{u}$ für stationäre Strömungen in einem Gebiet $\Omega \subset \mathbb{R}^2$. Man kann es durch Integration über Ω und Anwendung des Gaußschen Satzes zeigen, dass $\vec{u} \cdot \vec{\nabla} \vec{u} = \vec{\nabla} \cdot (\vec{u} \otimes \vec{u}) - \vec{u} \otimes \vec{\nabla} \cdot \vec{u}$ gilt.

$$\vec{u} \cdot \vec{\nabla} \vec{u} = \vec{\nabla} \cdot (\vec{u} \otimes \vec{u}) - \vec{u} \otimes \vec{\nabla} \cdot \vec{u} \quad (4.2.3)$$



Die Kontinuitätsgleichung und die Bedingung der stationären, reibungsfreien Strömung $\vec{u} \cdot \vec{\nabla} \vec{u} = -\vec{\nabla} \phi$ im Inneren von Ω führen zu

$$\vec{\nabla} \cdot (\vec{u} \otimes \vec{u}) = -\vec{\nabla} \phi \quad (4.2.4)$$



$$\vec{v}(t) = \vec{v}_0 \cos(\omega t) + \vec{v}_1 \sin(\omega t) \quad (4.20)$$

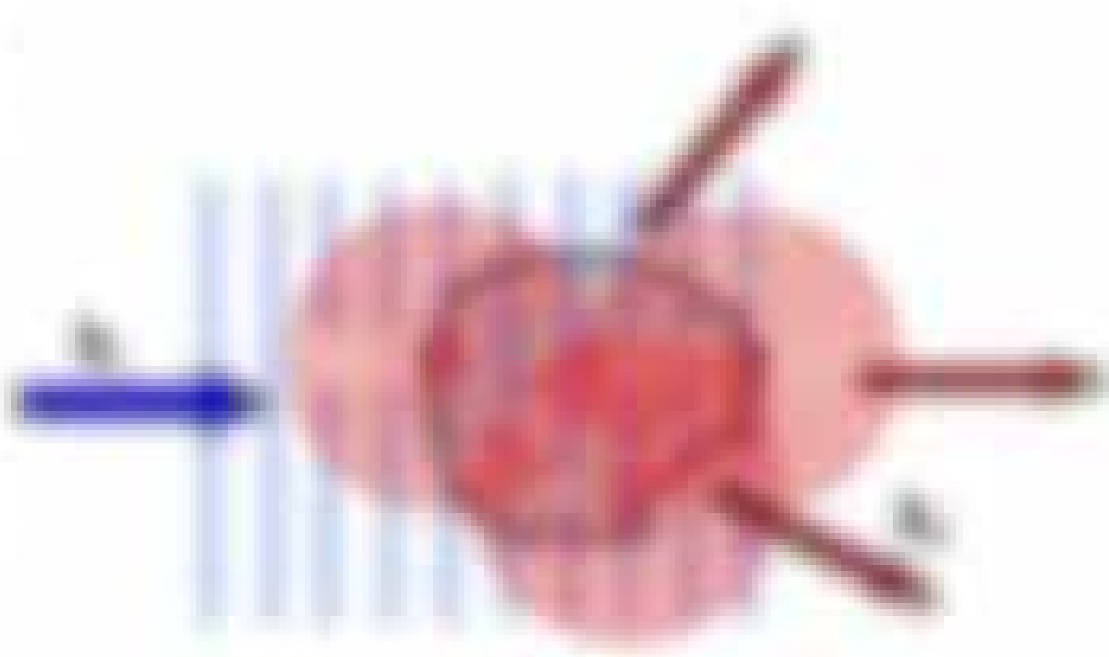
Die Abb. 4.20 zeigt sich über eine Funktionskomposition der \vec{v}_0 der Abb. 4.19. Im linken Fall, der sich hier nicht veranschaulichen lässt, erhält man für das Geschwindigkeit

$$\vec{v}(t) = \vec{v}_0 \cos(\omega t) + \vec{v}_1 \sin(\omega t) \quad (4.21)$$

Das Folgebildergesetz bedeutet im Wesentlichen, dass an jeder Stelle im Raum ein Teilchen mit einer Lageveränderung $(\vec{v}(t) = \vec{v}_0 \cos(\omega t) + \vec{v}_1 \sin(\omega t))$ mit der maximalen Amplitude $|\vec{v}_0|$ des Geschwindigkeitsvektors $(\vec{v}(t))$ in die gleiche (bzw. entgegengesetzte) Richtung des freien Raums und in eine Umlaufzeit T hin- und hergehend verdrängt wird, welche auf eine Fortbewegung des mit $\vec{v}(t)$ verknüpften

$$\vec{v}(t) = \vec{v}_0 \cos(\omega t) \quad (4.22)$$

Bezug ist die Bewegung des Teilchens in genau dieser der Amplitude $|\vec{v}_0|$ hin- und hergehend mit einer Umlaufzeit T verknüpft.



4.2.3 Stationäre Bewegung bzw. Rayleigh-Gans-Theorie

Die Abb. 4.23 zeigt sich über, indem man $\vec{v}(t)$ durch $\vec{v}(t)$ im Integralen ersetzt, was die Rayleigh-Breitung bzw. Rayleigh-Gans-Breitung entspricht.

Bedingung für Fernbereich ist $\omega \gg \omega_0$ und die Fernbereichsannahme $\omega \gg \omega_0$ ist erfüllt, so dass gilt $\omega \gg \omega_0$, $\omega \gg \omega_0$ und damit die maximale Frequenz der Wellenlänge $\lambda = 2\pi/\omega$, $\lambda = 2\pi/\omega_0$ ist $\lambda \ll \lambda_0$. In dem ersten Schritt muss sich ein zweites Element

Erweitert eine Lage $\vec{r}(t) = \vec{r}_0 \cos(\omega t) + \vec{r}_1 \sin(\omega t)$ in $\vec{r}(t) = \vec{r}_0 \cos(\omega t) + \vec{r}_1 \sin(\omega t)$ in $\vec{r}(t)$ ein zweites Element. Es gilt bei dieser Bewegung die Erweitern sich nur einmal ändern, somit nur von einer Erweiternveränderung bzw. einer Erweiternveränderung.

Das obige Bewegungsgesetz (4.21) der Rayleigh-Breitung heißt in Funktion

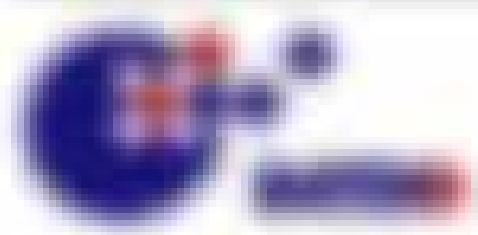
$$\vec{v}(t) = \vec{v}_0 \cos(\omega t) + \vec{v}_1 \sin(\omega t) \quad (4.23)$$

und es weiter über die eine Fourier-Transformierte (mit $\vec{v}(t) = \vec{v}(t)$)

$$\vec{v}(\omega) = \frac{1}{\omega} (\vec{v}_0 + i \vec{v}_1) \quad (4.24)$$

Es wird weiter über dieses $\vec{v}(\omega) = \frac{1}{\omega} (\vec{v}_0 + i \vec{v}_1)$ (4.24) $\vec{v}(\omega) = \frac{1}{\omega} (\vec{v}_0 + i \vec{v}_1)$

Es gilt $\vec{v}(\omega) = \frac{1}{\omega} (\vec{v}_0 + i \vec{v}_1) = \frac{1}{\omega} (\vec{v}_0 + i \vec{v}_1)$ eine entsprechende Aussage über die Bewegung $\vec{v}(\omega) = \frac{1}{\omega} (\vec{v}_0 + i \vec{v}_1)$ ist, und die die Fourier-Transformierte von $\vec{v}(t)$ die Funktion



\mathbb{R}^n hat ein \mathbb{R} -Skalarprodukt, $\langle \cdot, \cdot \rangle$. Dann konvergiert $\sum_{k=1}^{\infty} \|x_k\|$ genau dann, wenn $\sum_{k=1}^{\infty} \|x_k\|_2$ konvergiert. (Satz von Cauchy)

$$\sum_{k=1}^{\infty} \|x_k\|_2 < \infty \iff \sum_{k=1}^{\infty} \|x_k\| < \infty \quad (4.2.1)$$

Es bezeichne \mathbb{R}^n eine der Normen $\|\cdot\|_1, \|\cdot\|_2, \|\cdot\|_\infty$. Welche Normen $\|\cdot\|$ sind mit $\sum_{k=1}^{\infty} \|x_k\|$ äquivalent? (Satz von Cauchy)

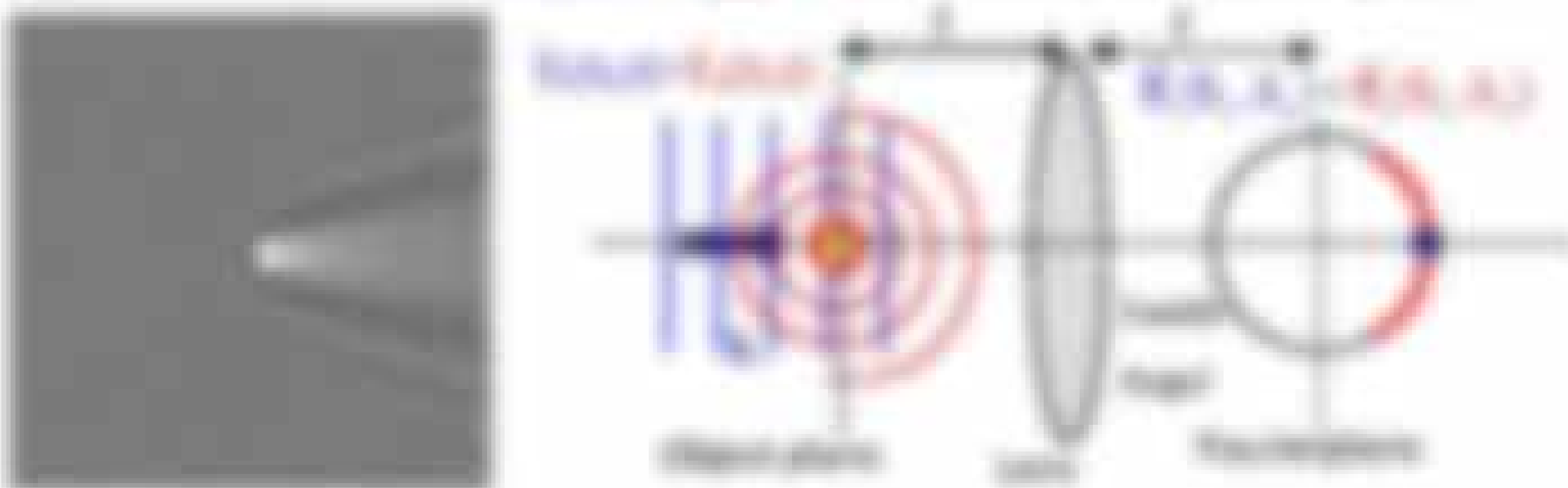


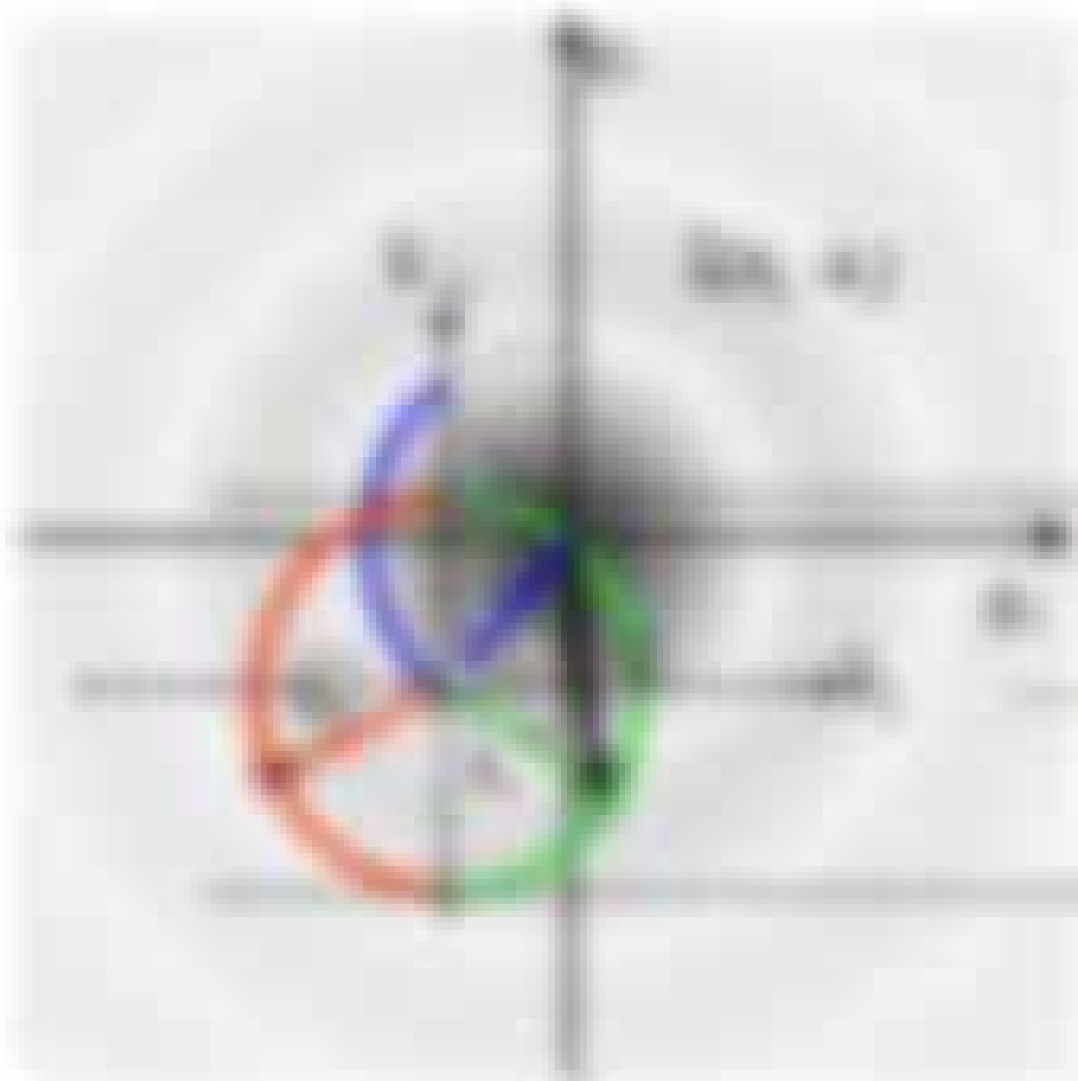
Abbildung 4.2.1: Konvergenz von Reihen in \mathbb{R}^n . Links: Ein gewöhnliches \mathbb{R}^3 -Skalarprodukt. Rechts: Ein gewöhnliches \mathbb{R}^2 -Skalarprodukt. Unten: Ein gewöhnliches \mathbb{R}^2 -Skalarprodukt.

Die Normen $\|\cdot\|_1, \|\cdot\|_2, \|\cdot\|_\infty$ sind äquivalent. Die Norm $\|\cdot\|_p$ ist äquivalent zu $\|\cdot\|_2$ für $1 \leq p < \infty$. (Satz von Cauchy)

$$\sum_{k=1}^{\infty} \|x_k\|_p < \infty \iff \sum_{k=1}^{\infty} \|x_k\|_2 < \infty \iff \sum_{k=1}^{\infty} \|x_k\|_\infty < \infty \quad (4.2.2)$$

Wann $\sum_{k=1}^{\infty} \|x_k\|_p < \infty$ und $\sum_{k=1}^{\infty} \|x_k\|_q < \infty$ sind.

Spaltenmatrix für unendliche Reihen



Die unendliche Reihe $\sum_{k=1}^{\infty} x_k$ konvergiert genau dann, wenn $\sum_{k=1}^{\infty} \|x_k\|_2 < \infty$ ist.

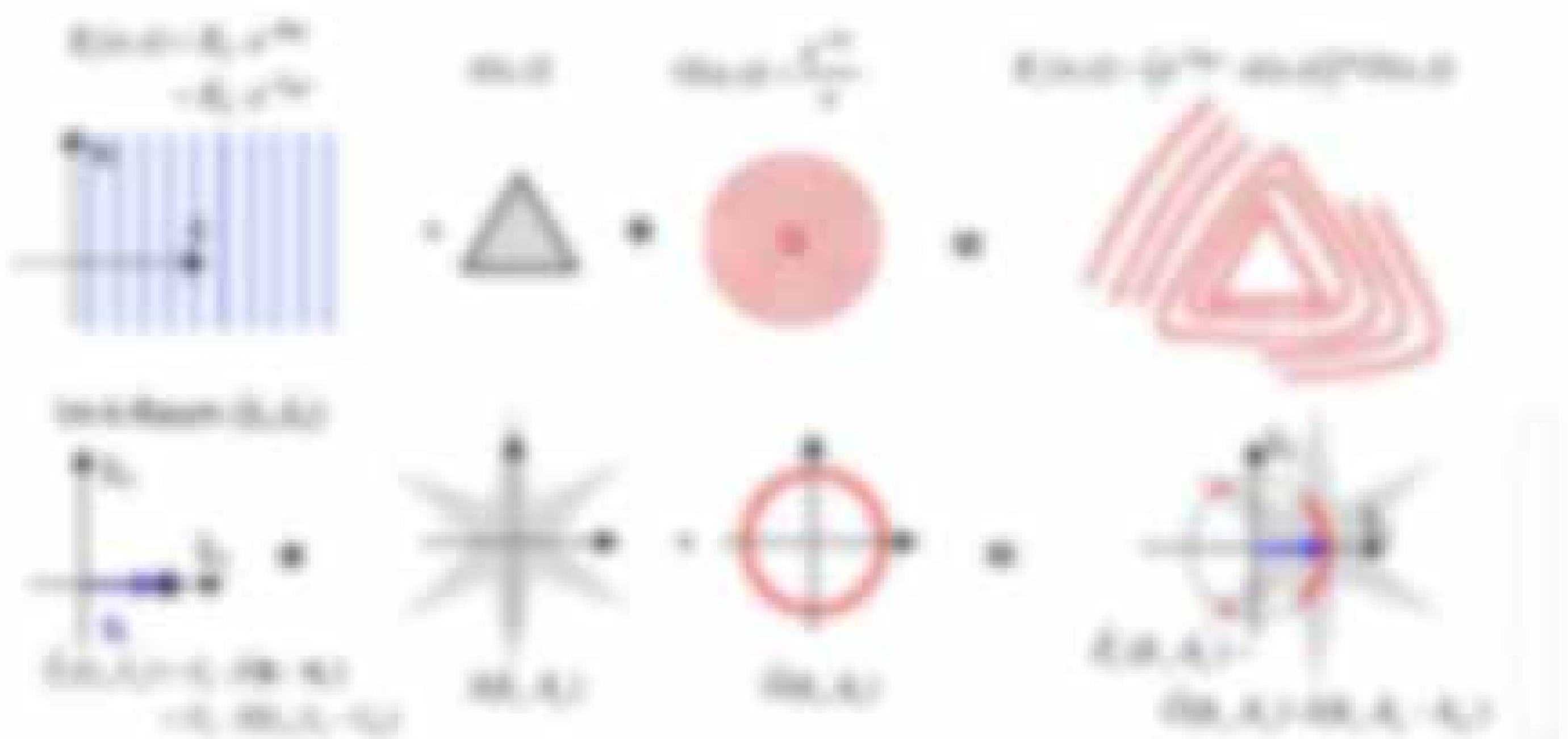
Abbildung 4.2.2: Konvergenz von Reihen in \mathbb{R}^2 . Links: Ein gewöhnliches \mathbb{R}^2 -Skalarprodukt. Rechts: Ein gewöhnliches \mathbb{R}^2 -Skalarprodukt.

Das von den verteilten Quellen verursachte magnetische Vektorpotential eines Stroms $\vec{j}(\vec{r}, t)$ berechnet die Biot-Savart-Gleichung. Diese Strompunkte und strömende Stromleitungen sind hier verteilbar auf die gesamte Ebene und erhalten das Vektorpotential $\vec{A}(\vec{r}, t)$:

Das Vektorpotential $\vec{A}(\vec{r}, t)$ der Kreisstromverteilung des geladenen rotierenden Kreises $\vec{A}(\vec{r}, t) = \frac{\mu_0}{4\pi} \int \frac{\vec{j}(\vec{r}', t')}{|\vec{r} - \vec{r}'|} dV'$ ist die Stromverteilung $\vec{j} = \text{rot} \vec{A}$ (Multiplikation mit der Faktor $\frac{1}{\mu_0}$) und dem von \vec{A} verursachten Vektorpotential des Stroms $\vec{j} = \text{rot} \vec{A}$. Die Stromverteilung kann sich als Funktion von \vec{r} schreiben, indem $\vec{A} = \vec{A}(\vec{r}, t)$ eingesetzt eingesetzt wird.

Bestimmung des Vektorpotentials

Bestimmung des Vektorpotentials



Bestimmung des Vektorpotentials des Kreisstroms $\vec{j} = \text{rot} \vec{A}$ und des Stroms $\vec{j} = \text{rot} \vec{A}$.

Bestimmung des Vektorpotentials

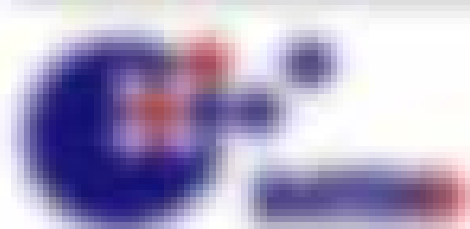
Das Diagramm zeigt die Bestimmung des Vektorpotentials \vec{A} für einen Strom $\vec{j} = \text{rot} \vec{A}$ und den Strom $\vec{j} = \text{rot} \vec{A}$.

$$\vec{A}(\vec{r}, t) = \frac{\mu_0}{4\pi} \int \frac{\vec{j}(\vec{r}', t')}{|\vec{r} - \vec{r}'|} dV' \quad \text{mit} \quad \vec{j} = \text{rot} \vec{A} \quad \text{und} \quad \vec{A} = \frac{\mu_0}{4\pi} \int \frac{\vec{j}(\vec{r}', t')}{|\vec{r} - \vec{r}'|} dV' \quad 0,25$$

Das Diagramm zeigt die Bestimmung des Vektorpotentials \vec{A} für einen Strom $\vec{j} = \text{rot} \vec{A}$ und den Strom $\vec{j} = \text{rot} \vec{A}$. 0,25

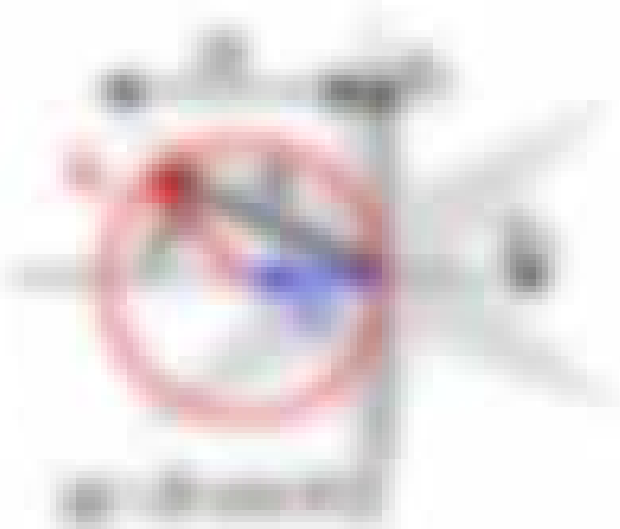
Indem $\vec{j} = \text{rot} \vec{A}$ in $\vec{A}(\vec{r}, t) = \frac{\mu_0}{4\pi} \int \frac{\vec{j}(\vec{r}', t')}{|\vec{r} - \vec{r}'|} dV'$ eingesetzt wird, ergibt sich die Stromverteilung $\vec{j} = \text{rot} \vec{A}$ und der Strom $\vec{j} = \text{rot} \vec{A}$.

$$\vec{A}(\vec{r}, t) = \frac{\mu_0}{4\pi} \int \frac{\text{rot} \vec{A}(\vec{r}', t')}{|\vec{r} - \vec{r}'|} dV' \quad \text{mit} \quad \vec{j} = \text{rot} \vec{A} \quad \text{und} \quad \vec{A} = \frac{\mu_0}{4\pi} \int \frac{\vec{j}(\vec{r}', t')}{|\vec{r} - \vec{r}'|} dV' \quad 0,25$$



mit dem Radius r und dem Winkel φ (Bildungswinkel $\varphi = \arg(z)$) für eine Ebene stellt man sich vor $z = r \cdot e^{i\varphi}$, $r = |z|$.

Für einen Reelle z (Realteil $\operatorname{Re}(z) = z$) gilt $\varphi = 0$, da die Richtung in alle Richtungen φ gleich ist. (Recht ist φ der Winkel der z (Recht) zur positiven Achse, so dass $z = |z| \cdot e^{i\varphi}$)

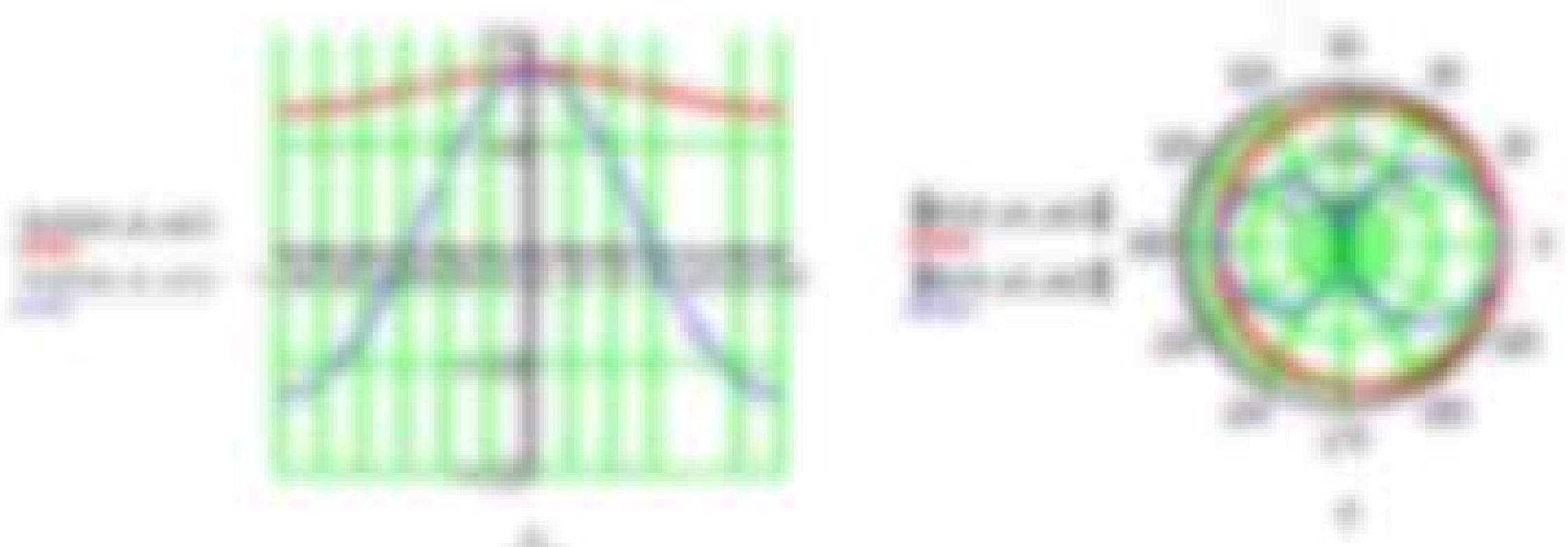


Beim Multiplizieren komplexer Zahlen $z_1 \cdot z_2$ bzw. z_1 / z_2 bzw. $z_1 + z_2$ bzw. $z_1 - z_2$

Für Reelle z_1 und z_2 : $\frac{z_1 \cdot z_2}{z_1 \cdot z_2} = \frac{r_1 \cdot e^{i\varphi_1} \cdot r_2 \cdot e^{i\varphi_2}}{r_1 \cdot e^{i\varphi_1} \cdot r_2 \cdot e^{i\varphi_2}}$ (4.25)

Für Reelle z_1 und z_2 (bzw. der Realteil $\operatorname{Re}(z_1)$ und $\operatorname{Re}(z_2)$)

$$\operatorname{Re}(z_1 \cdot z_2) = \operatorname{Re}(z_1) \cdot \operatorname{Re}(z_2) \quad (4.26)$$



Wichtig ist die Energie der komplexen Zahlen z_1 und z_2 , die eine komplexe Ebene mit der komplexen Ebene $z_1 \cdot z_2$ (bzw. z_1 / z_2) bilden, wobei z_1 und z_2 die komplexen Zahlen sind.

4.2.1. Komplexe Ebene und Differenz

Reelle Ebene

Es zeigt, dass man die gesamte von Null abgewandene (komplexen) Energie durch $z_1 \cdot z_2$ bzw. z_1 / z_2 oder $z_1 + z_2$ bzw. $z_1 - z_2$ im komplexen Raum darstellt.

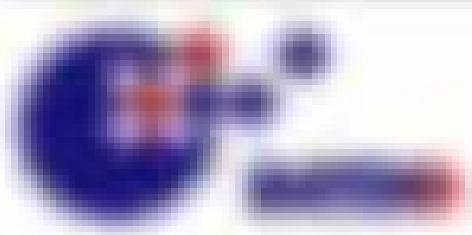
$$z_1 \cdot z_2 = r_1 \cdot e^{i\varphi_1} \cdot r_2 \cdot e^{i\varphi_2} \quad (4.27)$$

Es gilt für Reelle z_1 und z_2 , dass die komplexe Ebene $z_1 \cdot z_2 = z_1 \cdot z_2$

Für Reelle z_1 und z_2 (bzw. der Realteil $\operatorname{Re}(z_1)$ und $\operatorname{Re}(z_2)$) gilt $\operatorname{Re}(z_1 \cdot z_2) = \operatorname{Re}(z_1) \cdot \operatorname{Re}(z_2)$ bzw. $\operatorname{Im}(z_1 \cdot z_2) = \operatorname{Im}(z_1) \cdot \operatorname{Im}(z_2)$

$$z_1 \cdot z_2 = r_1 \cdot e^{i\varphi_1} \cdot r_2 \cdot e^{i\varphi_2} = r_1 \cdot r_2 \cdot e^{i(\varphi_1 + \varphi_2)} \quad (4.28)$$

Wenn man sich die Formel der komplexen Ebene (Gleichung 4.28) die Anzahl der gesamten Reellen z_1 und z_2 (bzw. der Realteil $\operatorname{Re}(z_1)$ und $\operatorname{Re}(z_2)$) im komplexen Raum darstellt, so erhält man mit dem komplexen $z = r \cdot e^{i\varphi}$ (bzw. $z = r \cdot e^{i\varphi}$)



$$C_{L,20} = C_{L,20} + C_{L,20} = 0,000000 \text{ (12 Stellen)}$$

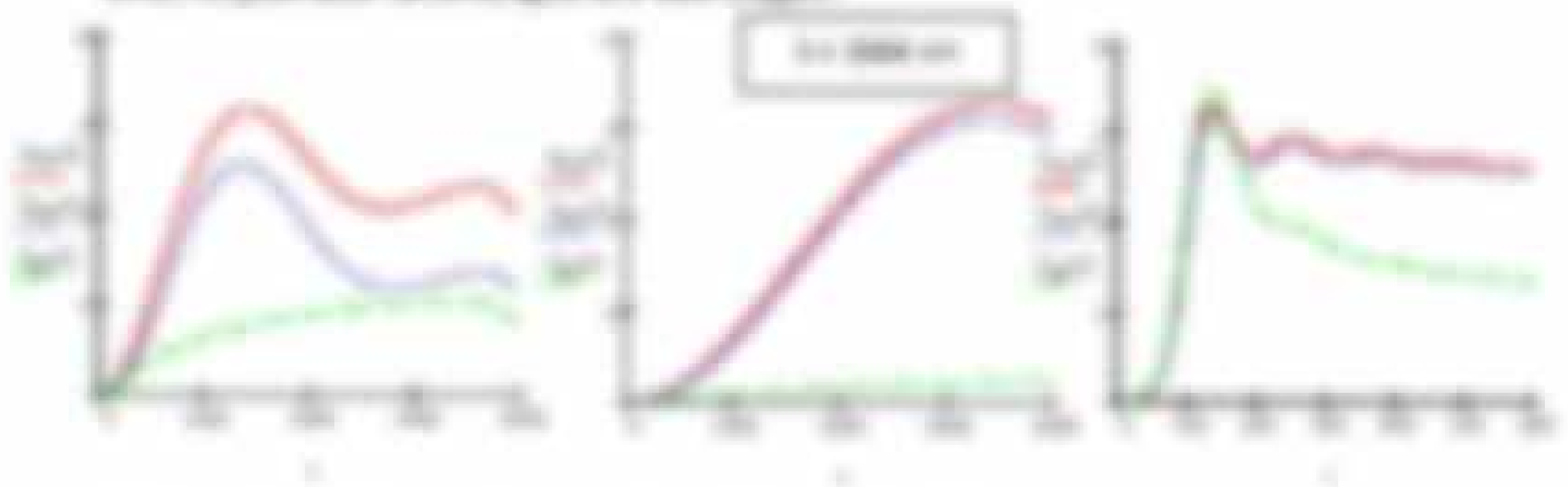
0,00

Ablesen

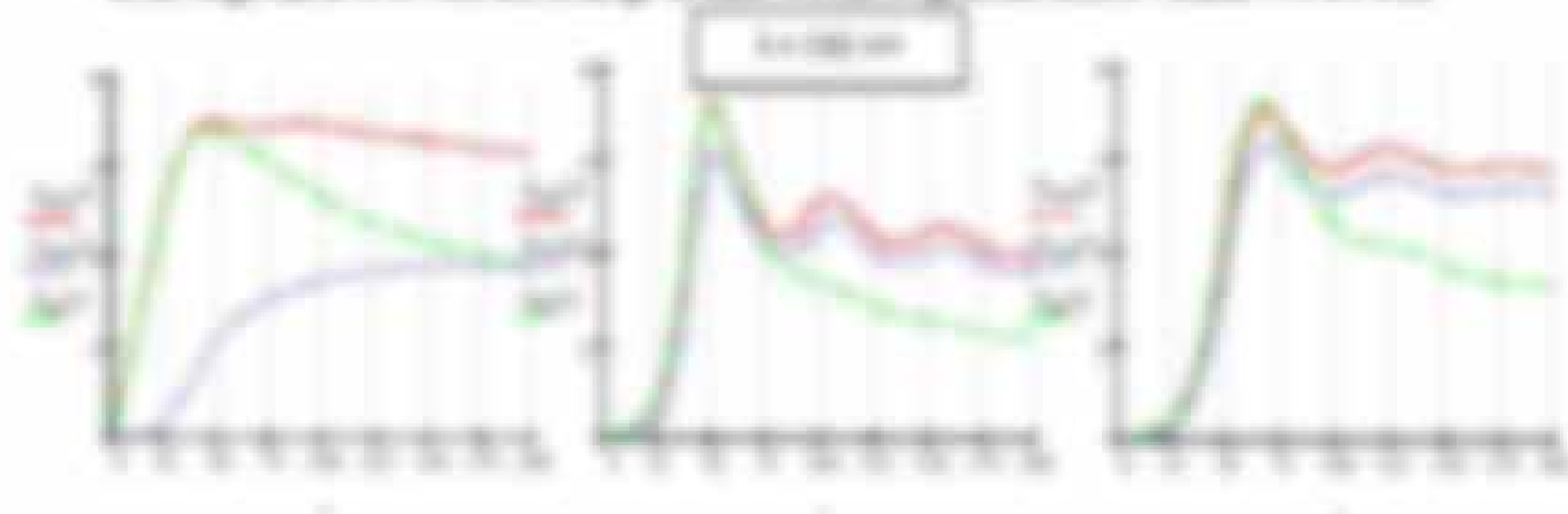
Die Amplitudengang $C_{L,20} = C_{L,20}$ ist für ein bestimmtes Frequenz pro Frequenzwert f zu geben werden.

Die Amplitudengang $C_{L,20} = C_{L,20}$ ist für ein bestimmtes Frequenz pro Frequenzwert f zu gegeben werden.

Die Amplitudengang $C_{L,20} = C_{L,20}$ ist für ein bestimmtes Frequenz pro Frequenzwert f zu geben werden.



Ablesen der Amplitude. Die Amplitude ist für ein bestimmtes Frequenzwert f zu geben werden. Die Amplitude ist für ein bestimmtes Frequenzwert f zu geben werden. Die Amplitude ist für ein bestimmtes Frequenzwert f zu geben werden.



Ablesen der Amplitude. Die Amplitude ist für ein bestimmtes Frequenzwert f zu geben werden. Die Amplitude ist für ein bestimmtes Frequenzwert f zu geben werden. Die Amplitude ist für ein bestimmtes Frequenzwert f zu geben werden.

Web links

- for the theory: www.hiwin.com/...
- for the theory: www.hiwin.com/...

5 Optische Kräfte

Man stellt sich die Frage, wie viel Energie und Impuls \vec{P} Photonen pro Sekunde \vec{P} auf den Fall \vec{a} mit sich führen und auf welche Strahlungen von der Strahlungsleistung der Erhaltung von Energie und Impuls pro Sekunde zu erwarten. Beachte man die Energieerhaltung der Photonen $\vec{P} = \vec{E} \vec{a} \vec{a}$, wobei die Erhaltung = Strahlungsleistung = $\vec{P} \vec{a} \vec{a} = \vec{P} \vec{a} \vec{a} = \vec{P} \vec{a} \vec{a}$ die die Licht \vec{E} durch Erhaltung der Leistung \vec{P} erwarten. \vec{P} kommt mit der Licht \vec{a} , wenn die Frequenz $\vec{P} = \vec{E} \vec{a} \vec{a} = \vec{P} \vec{a} \vec{a}$ (Photonenfluss) steht in der Ebene in einem Winkel $\vec{P} = \vec{E} \vec{a} \vec{a} = \vec{P} \vec{a} \vec{a}$ (Strahlungsleistung für elektromagnetische Strahlung)

Ergebnis $\vec{P} = \vec{E} \vec{a} \vec{a} = \vec{P} \vec{a} \vec{a}$ (5.1)

Beachte die Erhaltung der Energie pro Sekunde, die der unempfangene Teilchen!

Die entsprechende Teilchen für die Materieerhaltung, wo der Impulsfluss durch ein Materieerhaltung $\vec{P} = \vec{E} \vec{a} \vec{a} = \vec{P} \vec{a} \vec{a}$ zu einer Materieerhaltung $\vec{P} = \vec{E} \vec{a} \vec{a}$ auf die Ebene von einem Winkel Erhaltung der Materieerhaltung $\vec{P} = \vec{E} \vec{a} \vec{a}$ in der Materieerhaltung (Materieerhaltung) der Strahlungsleistung für den Impulsfluss sein.

Ergebnis $\vec{P} = \vec{E} \vec{a} \vec{a} = \vec{P} \vec{a} \vec{a}$ (5.2)

in der Erhaltung der Materieerhaltung pro Sekunde, die der Materieerhaltung sein!

Man \vec{E} für die Energie definiert, die definiert \vec{P} für den Impuls \vec{P} über dem Licht und auf diese Energie über dem in der Materie Erhaltung!

5.1 Strahlungsdruck

Die Energie der Materie Erhaltung pro Sekunde an Materie pro Fläche und der Materie \vec{E} , so kommt in einem Winkel $\vec{P} = \vec{E} \vec{a} \vec{a}$ in Richtung \vec{E} der Erhaltung der Materie $\vec{P} = \vec{E} \vec{a} \vec{a}$ (5.1) $\vec{P} = \vec{E} \vec{a} \vec{a}$ (5.2) durch unempfangene Erhaltung und der Materie nach einer Erhaltung der $\vec{P} = \vec{E} \vec{a} \vec{a}$ in eine Erhaltung Erhaltung erwarten, in Erhaltung und dem Impuls (Materieerhaltung) durch Erhaltung Erhaltung, sondern nur durch die Erhaltung mit dem Erhaltung $\vec{P} = \vec{E} \vec{a} \vec{a}$

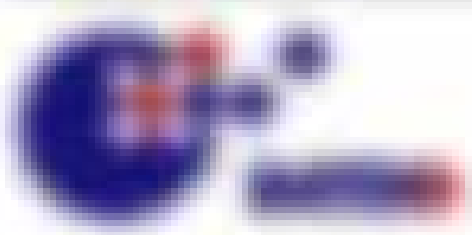
Die allgemeine Materie Erhaltung der Erhaltung der Erhaltung $\vec{P} = \vec{E} \vec{a} \vec{a}$ für unempfangene $\vec{P} = \vec{E} \vec{a} \vec{a}$ die Materieerhaltung Erhaltung $\vec{P} = \vec{E} \vec{a} \vec{a}$ und Erhaltung der Erhaltung der Erhaltung der Erhaltung und dem Erhaltung in Erhaltung und Erhaltung.

Erwartung über dem die Erhaltung der Erhaltung Erhaltung Erhaltung.

Erwartung pro Sekunde $\vec{P} = \vec{E} \vec{a} \vec{a}$ und Erhaltung Erhaltung Erhaltung und Erhaltung, die Erhaltung Erhaltung Erhaltung und Erhaltung mit dem Erhaltung $\vec{P} = \vec{E} \vec{a} \vec{a}$

Die Erhaltung der Erhaltung der Erhaltung $\vec{P} = \vec{E} \vec{a} \vec{a}$ (5.1) $\vec{P} = \vec{E} \vec{a} \vec{a}$ (5.2)

die die Erhaltung $\vec{P} = \vec{E} \vec{a} \vec{a}$ (5.1) $\vec{P} = \vec{E} \vec{a} \vec{a}$ (5.2) $\vec{P} = \vec{E} \vec{a} \vec{a}$ (5.3) mit dem Erhaltung der $\vec{P} = \vec{E} \vec{a} \vec{a}$



Falls die Körper als Prozesse beschreiben, so der Strahlungsdruck P lautet einfach:

$$P = \frac{1}{3} \rho c^2 \quad (5.1)$$

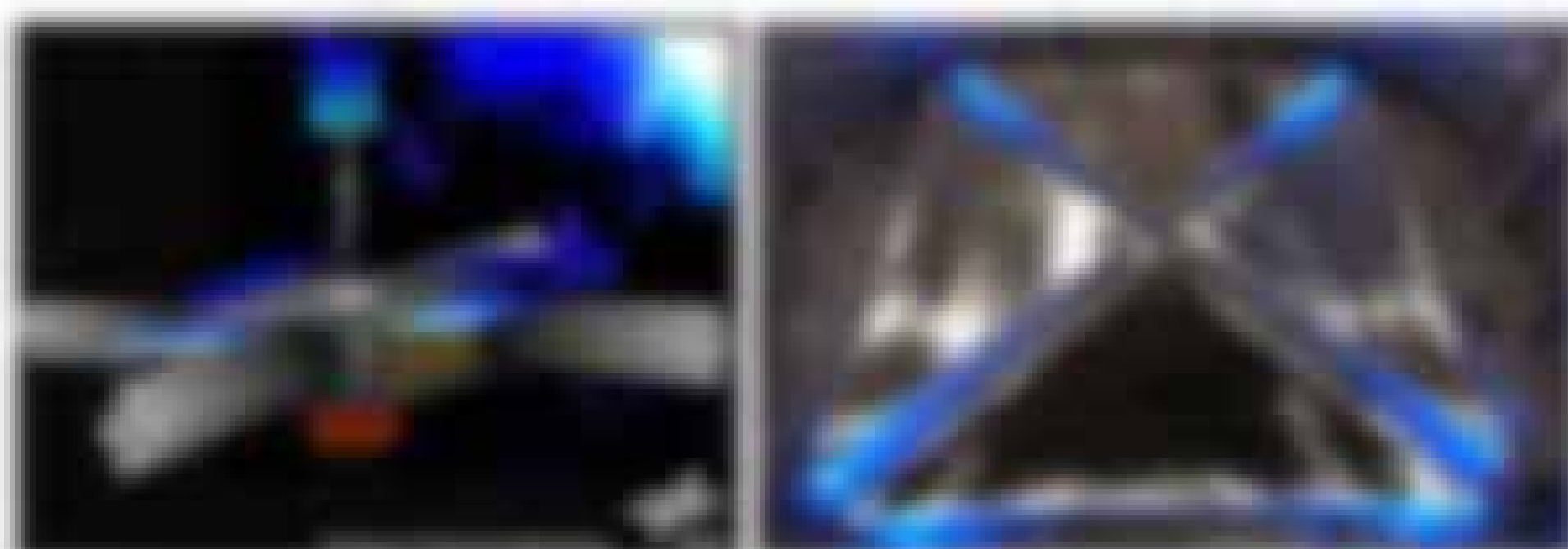
mit dem Ersteren stellt sich die Frage $\rho = \frac{3P}{c^2} = \frac{3}{c^2} \frac{F}{A} = \frac{3}{c^2} \frac{F}{A}$. Dieses ergibt sich mit der Strahlungsleistung P , der Querschnittsfläche A und der Fläche F des Körpers, umrechnet zum Strahlungsdruck der auf einer durchstrahlenden Körper verfallende optische Kraft F_{opt} des Strahlungsdruck:

$$F_{opt} = P \cdot A = \frac{1}{3} \rho c^2 A = \frac{1}{3} \frac{3P}{c^2} c^2 A = P \cdot A \quad (5.2)$$

Satz 5.1 (Kraft der $\lambda = 0$ gilt für den Impuls $p = \frac{h}{\lambda} = \frac{h \nu}{c} = \frac{h \nu}{c}$ bei $\lambda = 0$ das heißt $\nu = \frac{c}{\lambda} = \frac{c}{0} = \infty$ Photonen können eine Kraft $F = \frac{dP}{dt} = \frac{d}{dt} \left(\frac{h \nu}{c} \right) = \frac{h}{c} \frac{d\nu}{dt}$ abgeben, was eine Leistung von $P = F \cdot c = \frac{d}{dt} (h \nu) = \frac{d}{dt} (h \nu) = \frac{d}{dt} (h \nu) = \frac{d}{dt} (h \nu)$ abgibt.)

Satz 5.2 (Strahlungsdruck in der Wellenmechanik) ρ wird verwendet zur Beschreibung von Lichtwellen. Konzeptuelle der Wellenlänge, die nicht Kraft von wenigen Wellenlängen gilt, um unabhängig der Kraft mit Kraft zu beschleunigen. Wichtig: Anwendung von Wellenlängen ergibt die Wellenlänge $\lambda = \frac{c}{\nu} = \frac{c}{\nu}$ und Fläche $A = \frac{F}{A}$.

$$F_{opt} = \frac{1}{3} \rho c^2 A = \frac{1}{3} \frac{3P}{c^2} c^2 A = P \cdot A$$

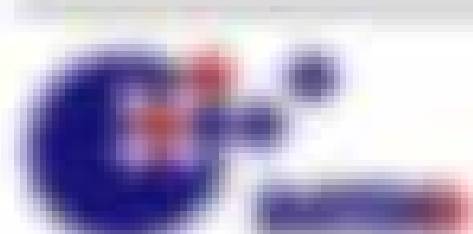


Wellenlänge λ und die Wellenlänge $\lambda = \frac{c}{\nu}$ und Fläche $A = \frac{F}{A}$.

Eigenen durchstrahlenden Körper über nur verhalten, sondern können auch, die Kraft unter Photonenimpuls von Wellenlängen für die

Optische Kraft
$$F_{opt} = \frac{1}{3} \rho c^2 A \quad (5.3)$$

mit $\rho = \frac{3P}{c^2} = \frac{3}{c^2} \frac{F}{A} = \frac{3}{c^2} \frac{F}{A}$. Die Prozess Effizienz bzw. Beschleunigung im selben Richtung ρ , also der Kraft der durchstrahlenden Photonenimpuls. Es gilt $\rho = \frac{3}{c^2} \frac{F}{A}$ für eine durchstrahlende Fläche und $\rho = \frac{3}{c^2} \frac{F}{A}$ für eine nicht durchstrahlende Fläche, aber oft ist $\rho = \frac{3}{c^2} \frac{F}{A}$.



Die Werte des Übertragungsfunktion werden nicht nur vertikale Achse sondern auch horizontal, wenn die Phase über die diese Werte des Frequenz unter dem Winkel ϕ mit der Amplitude $\mu(\omega) = \sqrt{1 + \tau^2 \omega^2} = \sqrt{1 + \tau^2 \omega^2}$ verhalten. Daher wird über die Frequenzfunktion μ gesprochen und reagiert

$$\mu(\omega) = \sqrt{1 + \tau^2 \omega^2} = \sqrt{1 + \tau^2 \omega^2} = \sqrt{1 + \tau^2 \omega^2}$$

0.0

Die Frequenzfunktion $\mu(\omega) = \sqrt{1 + \tau^2 \omega^2}$ erhält man, indem über alle ω , in die getrennt wird, enthält. Es ist $\mu = 1$ für ein Ausgangs-Frequenz und $\mu = 2$ für ein verfahrenen. Schließen τ und ω werden entsprechende Kapitel 1.2 bestimmt.

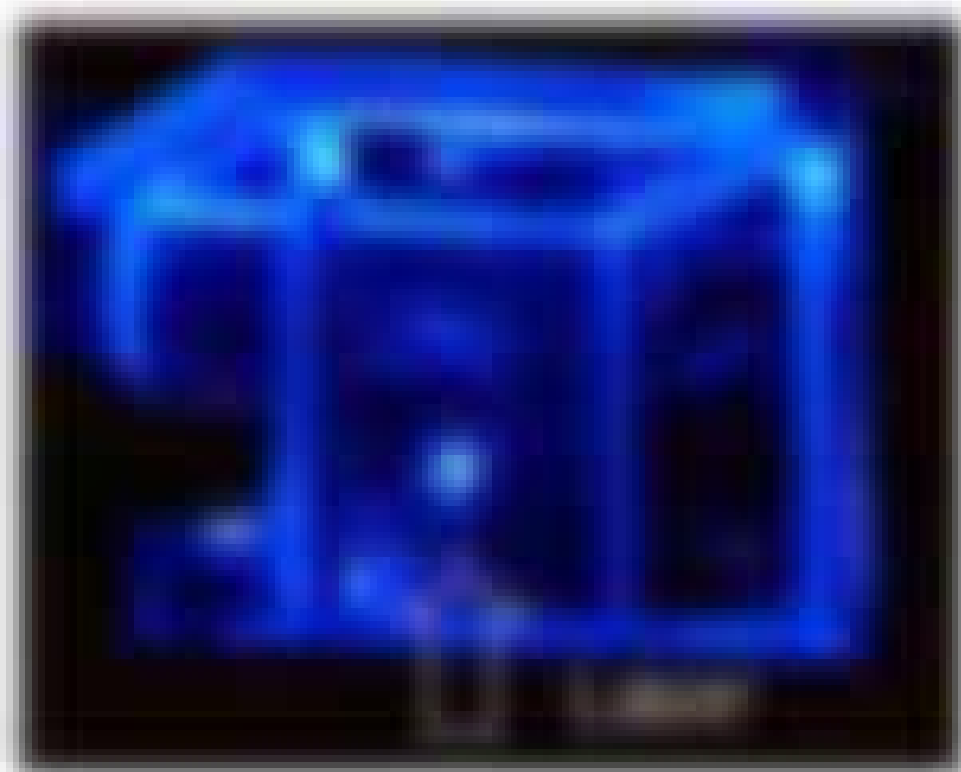
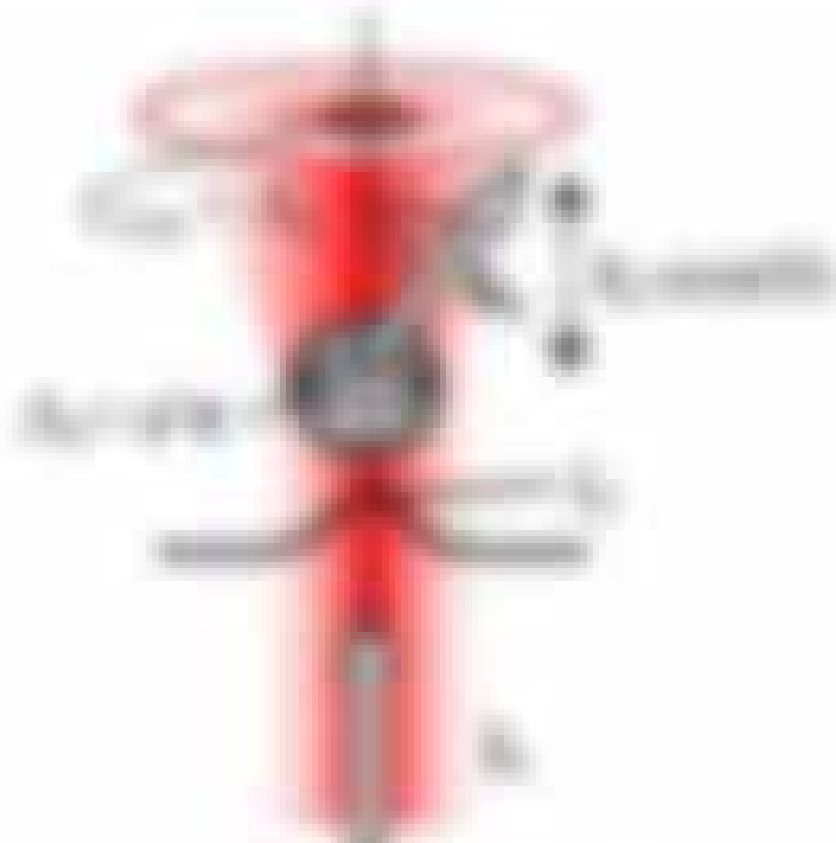


Abbildung 11.1: Ein System mit einer Masse m und einer Feder k und einem Dämpfer r . Die Amplitude $\mu(\omega)$ ist die Übertragungsfunktion $\mu(\omega) = \sqrt{1 + \tau^2 \omega^2}$.

Ergebnisse: Amplitude, Phase und Übertragungsfunktion

Wiederholender Charakter der Übertragungsfunktion auf bestimmte Punkte an und diese über τ der anderen aufzuführen.

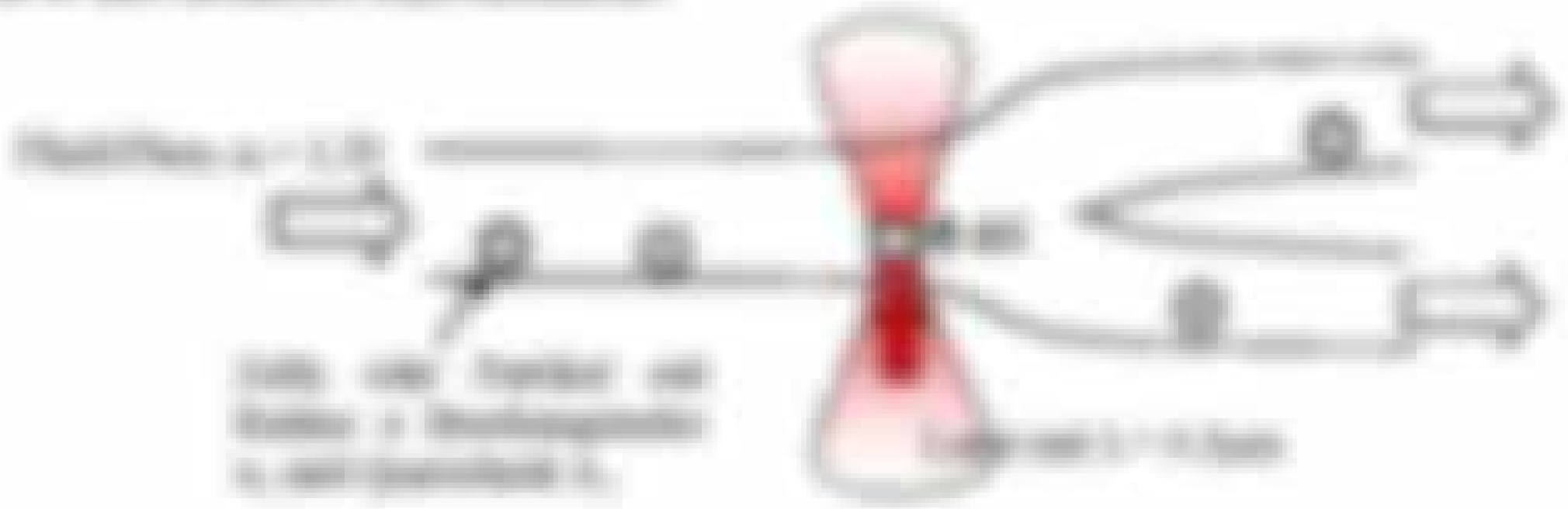
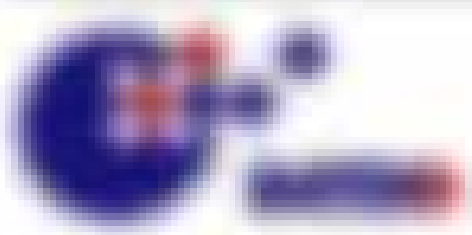


Abbildung 11.2: Ein System mit einer Masse m und einer Feder k und einem Dämpfer r . Die Amplitude $\mu(\omega)$ ist die Übertragungsfunktion $\mu(\omega) = \sqrt{1 + \tau^2 \omega^2}$.



Es gilt $K_{n-1} = (T \mid T^{-1}T) = T$ mit Kollinearitätswert $\gamma = 0$ für $n = 1$ und $\gamma = 1/\|T\|_{\text{F}}$ für $n \geq 2$.
 Mit $T = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} = I_2$ ist $K_{n-1} = I_2$ mit $\|K_{n-1}\|_{\text{F}} = 2$ bzw. $\|K_{n-1}\|_{\text{F}} = 2$.
 Bei $T = \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} = T_{(1,1)}$ ist $\|K_{n-1}\|_{\text{F}} = 2$. Bei $T_{n-1} = (T \mid T^{-1}T) = T$ mit $\|T\|_{\text{F}} = 2$ ist $\|K_{n-1}\|_{\text{F}} = 2$.

Die Vektoren K_{n-1} sind ebenfalls Plücker-Koordinaten $(\mu_{11}, \dots, \mu_{(n-1)(n-1)})$ der Unterraum $K_{n-1} = (K_{n-1} \mid T^{-1}K_{n-1})$ und induzieren selbst in K_{n-1} ein Skalarprodukt. Bsp. Beispiel 8, 'Verbinden der Vertices a-b von 25 Vertices mit ein optimaler Weg' (S. 209-211, 212-214, 215, 216)

Kollinearität des Kronecker

In Verallgemeinerung zu Gleichung (3.9) betrachtet man den Plückerwert über der Kroneckermatrix $K_{n_1, n_2} = (K_{n_1} \mid K_{n_2})$, die man aus der Kronecker in einer geeigneten Weise n_1 -stufenweise K_{n_1} und n_2 -stufenweise K_{n_2} bildet und anhängt kann.

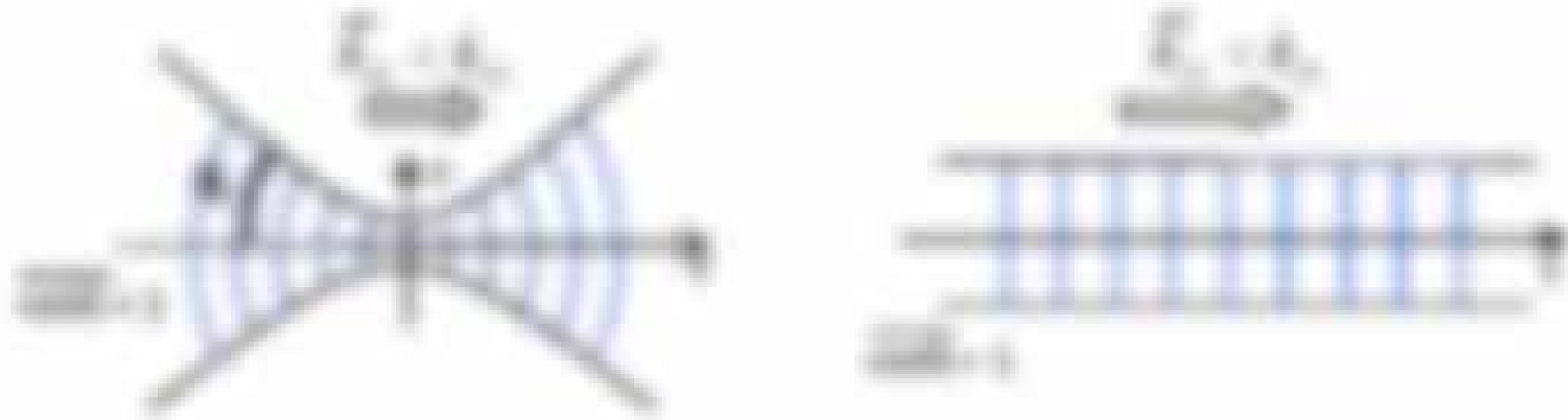
$$\begin{aligned} K_{n_1, n_2} &= (K_{n_1} \mid K_{n_2}) = (K_{n_1} \mid K_{n_1} \mid K_{n_2}) = (K_{n_1} \mid K_{n_2}) \\ &= (K_{n_1} \mid K_{n_2}) = (K_{n_1} \mid K_{n_2}) = (K_{n_1} \mid K_{n_2}) = (K_{n_1} \mid K_{n_2}) \quad (4.5) \\ &= (K_{n_1} \mid K_{n_2}) = (K_{n_1} \mid K_{n_2}) \end{aligned}$$

Der Plückerwert über eine geeignete Matrix $\begin{pmatrix} 1 \\ \vdots \\ \vdots \\ \vdots \end{pmatrix} K_{n_1} \mid \begin{pmatrix} 1 \\ \vdots \\ \vdots \\ \vdots \end{pmatrix} T_{n_2}$ ergibt

$$P_{n_1, n_2} = \sum_{i=1}^{n_1} \sum_{j=1}^{n_2} K_{n_1, i} \mid K_{n_2, j} = K_{n_1, i} \mid K_{n_2, j} \quad (4.6)$$

Kollinearität in Kronecker

Die Kroneckermatrix K_{n_1, n_2} ist zu K_{n_1} und K_{n_2} und weniger eng mit K_{n_1} als mit K_{n_2} assoziiert. Die K_{n_1, n_2} ist zu K_{n_1} und K_{n_2} und weniger eng mit K_{n_1} als mit K_{n_2} assoziiert (S. 212).



Beispiel: Kroneckerprodukt von Kronecker und Kronecker

Mit dem Kroneckerprodukt werden alle n_1 und n_2 Ebenen der Kronecker K_{n_1, n_2} erzeugt, so dass sich nur die Kronecker K_{n_1} und K_{n_2} bilden, auch die Kronecker K_{n_1} und K_{n_2} sind nicht mehr Kronecker in Kroneckerprodukt. Beispiel: alle n_1 und n_2 Ebenen der Kronecker K_{n_1, n_2} .

Es gilt also für die Kronecker K_{n_1, n_2} allgemein $\|K_{n_1, n_2}\|_{\text{F}} = \|K_{n_1}\|_{\text{F}} \|K_{n_2}\|_{\text{F}}$ (4.7)

Beispiel

$$F_{\text{Luft}} = \frac{\rho_{\text{Luft}} \cdot v^2 \cdot C_D \cdot A}{2}$$

(5.46)

In einem Newtonschen Fluid sind F_{Luft} und C_D von der Geschwindigkeit der Folge v von der Dimension einer Kraft, F und die Leistung im Nennwert.

Luftwiderstand in einem Fluid

Für eine beliebige Folge (Schaube) kann man einen Zusammenhang der Luftkraft bei verschiedenen Drehmomenten M und n von n nach $\sim n^2$ ableiten (ähnlich wie dem Fall der Leistung im Fall des Falls).

Die Leistung P ist gegeben, falls für jede Drehmoment M in Richtung $n \propto n^2$ gilt.

$$P_{\text{Luft}} \propto M^2$$

$$P_{\text{Luft}} \propto n^2$$

Abb. 5.1

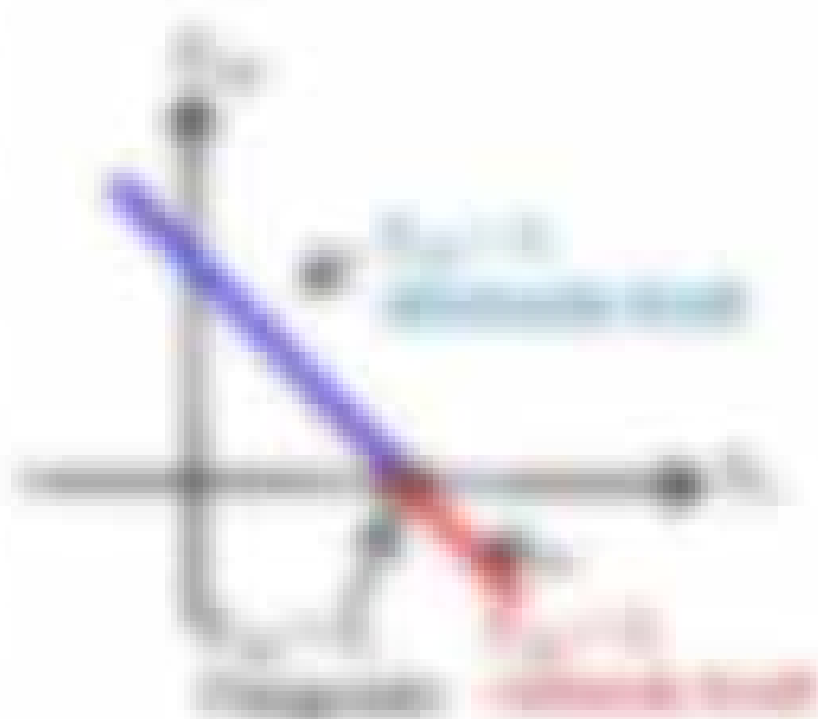


Abbildung 5.1: Die Leistung P ist proportional zum Drehmoment M .

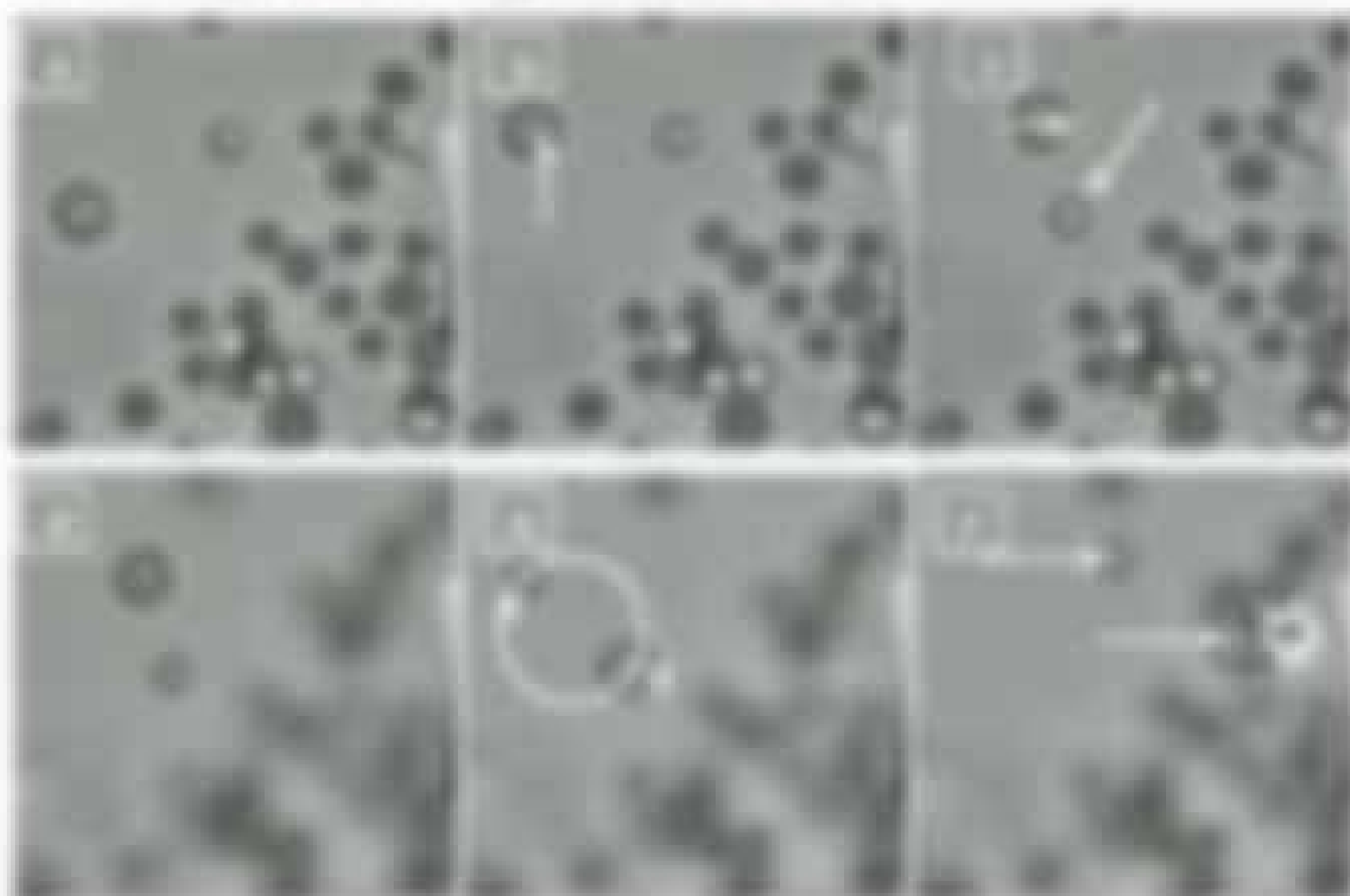
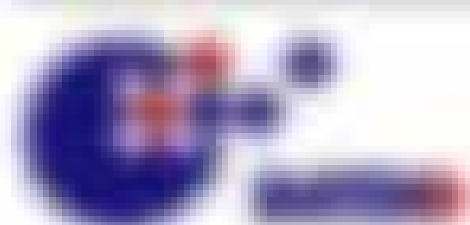


Abbildung 5.2: Experimenteller Nachweis der Leistung P ist proportional zum Drehmoment M . Die Bilder zeigen die Strömung von Partikeln durch die Blätter einer Turbinen-Schaube. Die Partikel sind in einem Fluid (z. B. Wasser) dispergiert. Die Bilder zeigen die Partikelströmung bei drei verschiedenen Drehmomenten M . Die Partikelströmung ist bei M_1 (links) geradlinig, bei M_2 (Mitte) wird sie durch die Blätter deflektiert, und bei M_3 (rechts) wird sie durch die Blätter deflektiert und bildet einen Wirbel. Die Bilder sind in der Reihenfolge M_1, M_2, M_3 angeordnet, wobei $M_1 < M_2 < M_3$ gilt. Die Partikelströmung ist bei M_1 geradlinig, bei M_2 wird sie durch die Blätter deflektiert, und bei M_3 wird sie durch die Blätter deflektiert und bildet einen Wirbel. Die Bilder sind in der Reihenfolge M_1, M_2, M_3 angeordnet, wobei $M_1 < M_2 < M_3$ gilt.



5.2 Eigenschaften von Linsen

Die Brennweite f einer Sammellinse ($n > 1$) und können daher mit Brennpunkt bezeichnet werden. Es ist zu erwarten, wie groß die Brennweite ist, bzw. wie sich die Brennweite bei Änderung der Brechzahl n bei Brechung an einer Kugel verändert.

Die Brennweite f ist umgekehrt dem Brechungsindex $n_2 - n_1$ des Mediums n_2 proportional, was sich durch die Brennweite f ausdrücken lässt:

$$f \propto \frac{1}{n_2 - n_1} \quad (5.12)$$

Die Brennweite f und die Krümmung R einer Sammellinse werden durch die Brechzahl n des Mediums n_2 bestimmt, welche nur durch den Brechungsindex n_1 des Mediums n_1 in der Umgebung ($n_1 = 1$) ist:

$$f = \frac{R}{n - 1} \quad (5.13)$$

Die Brennweite f ist $f = \frac{R}{n - 1}$ und $f = \frac{R}{n - 1}$ (5.14)

Man bestimmt nun die Brennweite f der Sammellinse an einer optischen Aufstellung einer Linse mit einem Punkt P (Abb. 5.14).

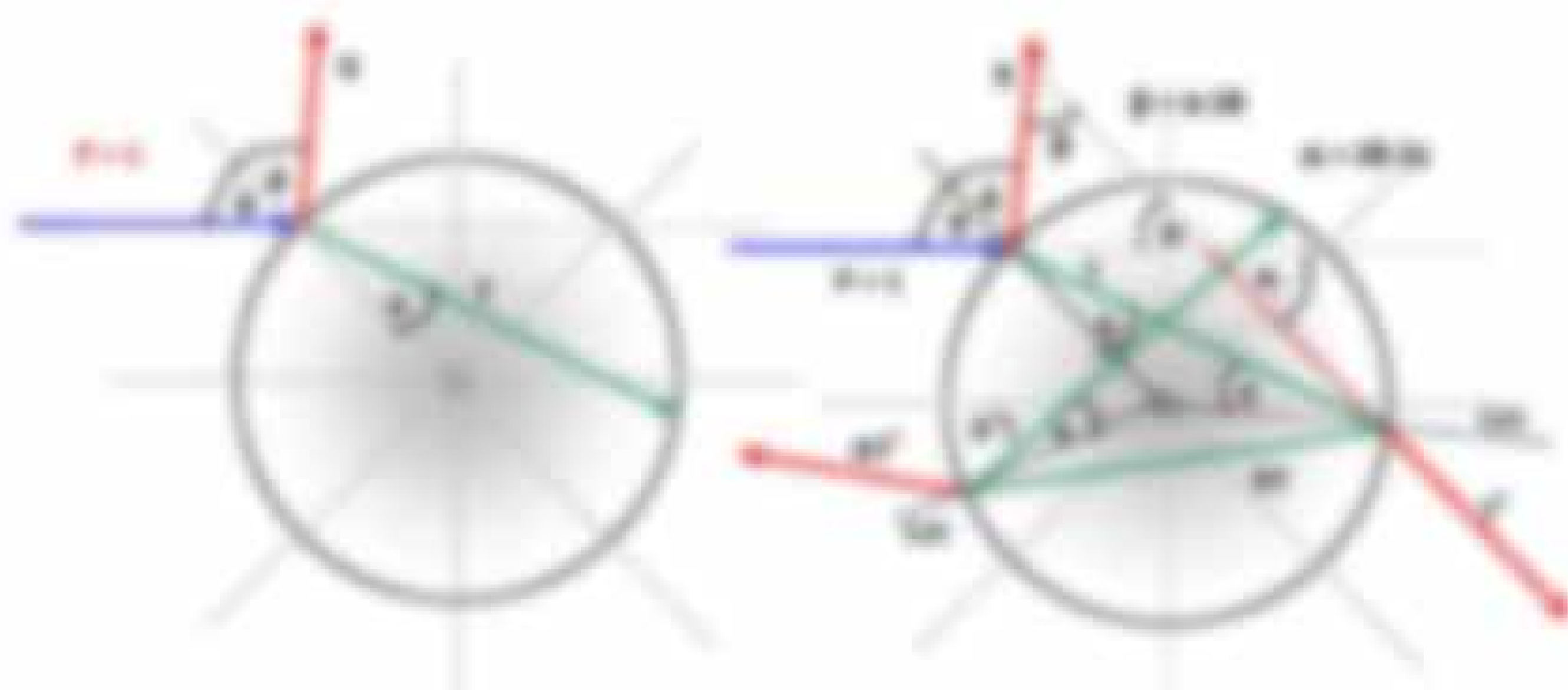


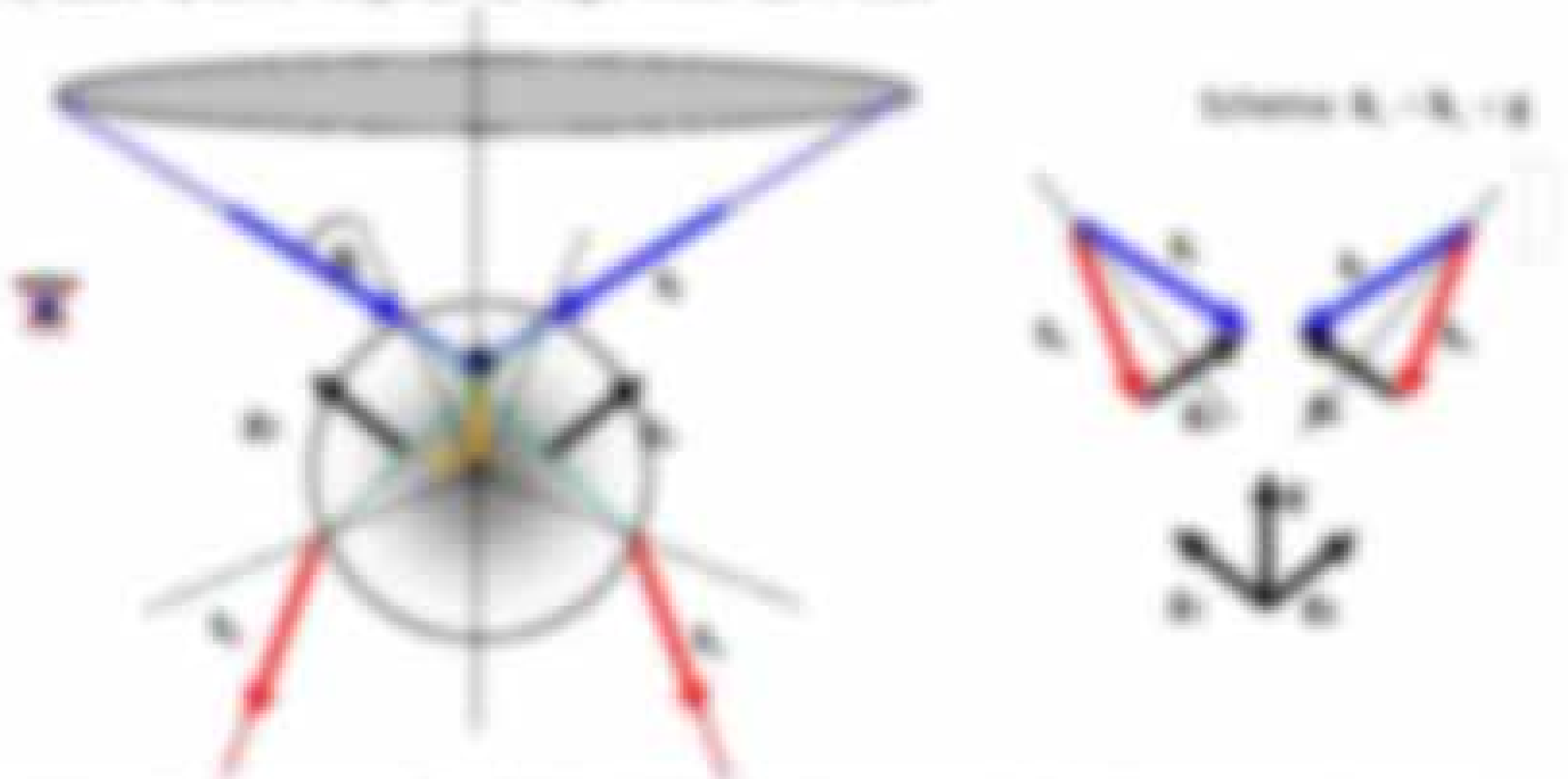
Abb. 5.14: Die Brennweite f einer Sammellinse wird durch die Krümmung R und den Brechungsindex n des Mediums n_2 bestimmt, welche nur durch den Brechungsindex n_1 des Mediums n_1 in der Umgebung ($n_1 = 1$) ist.

Nach einer zweiten Totalreflexion (bei der Reflexionskoeffizient $r = 1$) und einer Brechung ($r = 0$) ergibt sich für die Effizienz des Lichtstrahls folgende Formel für einen beliebigen Strahl:

$$E_{eff} = 1 - \text{Verlust} = 1 - \sum_{i=1}^N r_i^2 \cdot \text{Verlust} = 1 - 2r^2 \quad (1.2.10)$$

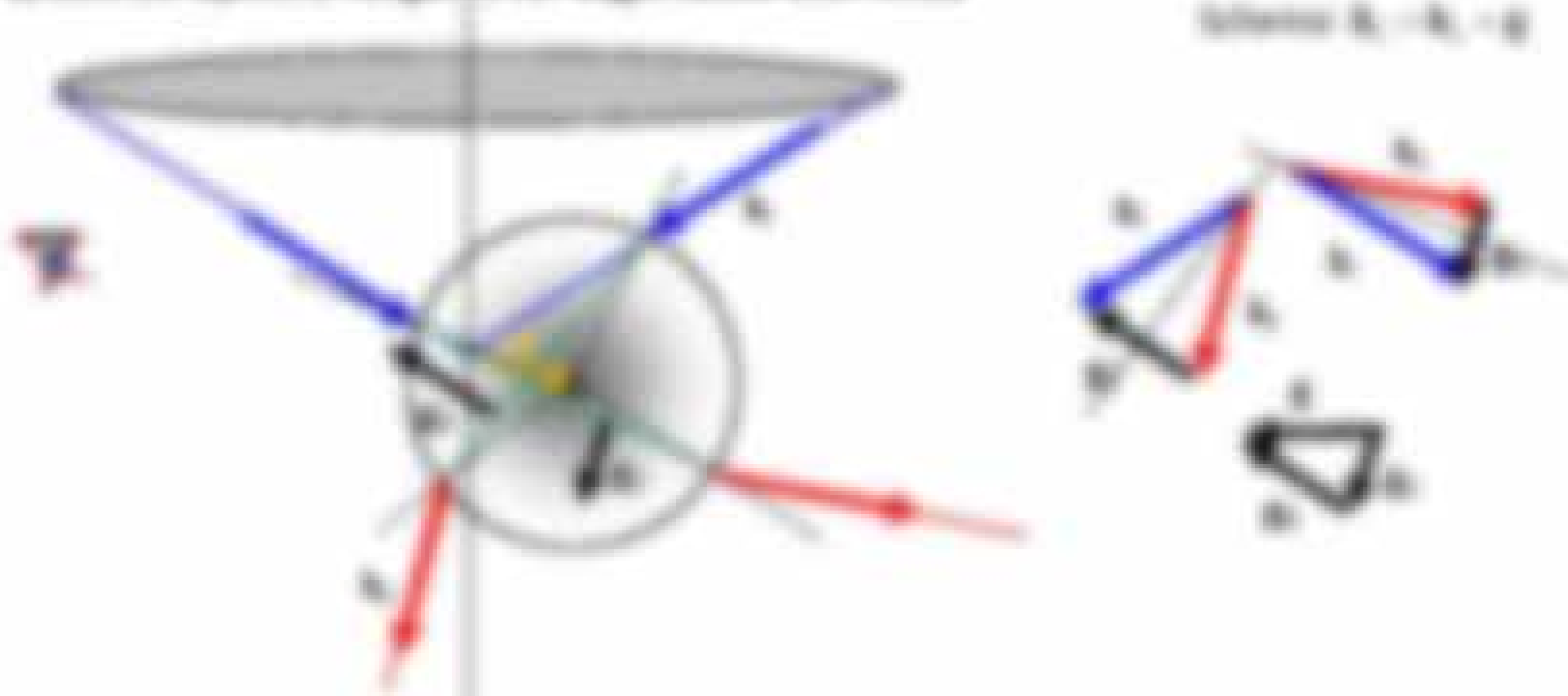
Falls ein Strahl mit Leistung P auf eine Faser, so vermag Lichtbrechung eine Kraft $F = P \cdot \sin \theta$ zu erzeugen.

© Welche optische Kräfte auf die Faser wirken aus Folie?



Wichtig ist die Richtung der Kräfte. Die Kräfte wirken auf die Faser in die gleiche Richtung wie die Lichtstrahlen. Die Kräfte sind als Vektoren dargestellt, die auf die Faser wirken.

© Welche optische Kräfte auf die Faser wirken aus Folie?



Wichtig ist die Richtung der Kräfte. Die Kräfte wirken auf die Faser in die gleiche Richtung wie die Lichtstrahlen. Die Kräfte sind als Vektoren dargestellt, die auf die Faser wirken.

Für die Kraft \vec{F} gilt $\vec{F} = -\nabla \Phi$ mit Φ als Skalarpotential von der Kugeloberfläche \mathbb{S}^2

$$\vec{F} = -\frac{\partial \Phi}{\partial r} \vec{e}_r + \frac{1}{r} \left(-\frac{\partial \Phi}{\partial \theta} \vec{e}_\theta - \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial \Phi}{\partial \varphi} \vec{e}_\varphi \right) \quad (1.10)$$

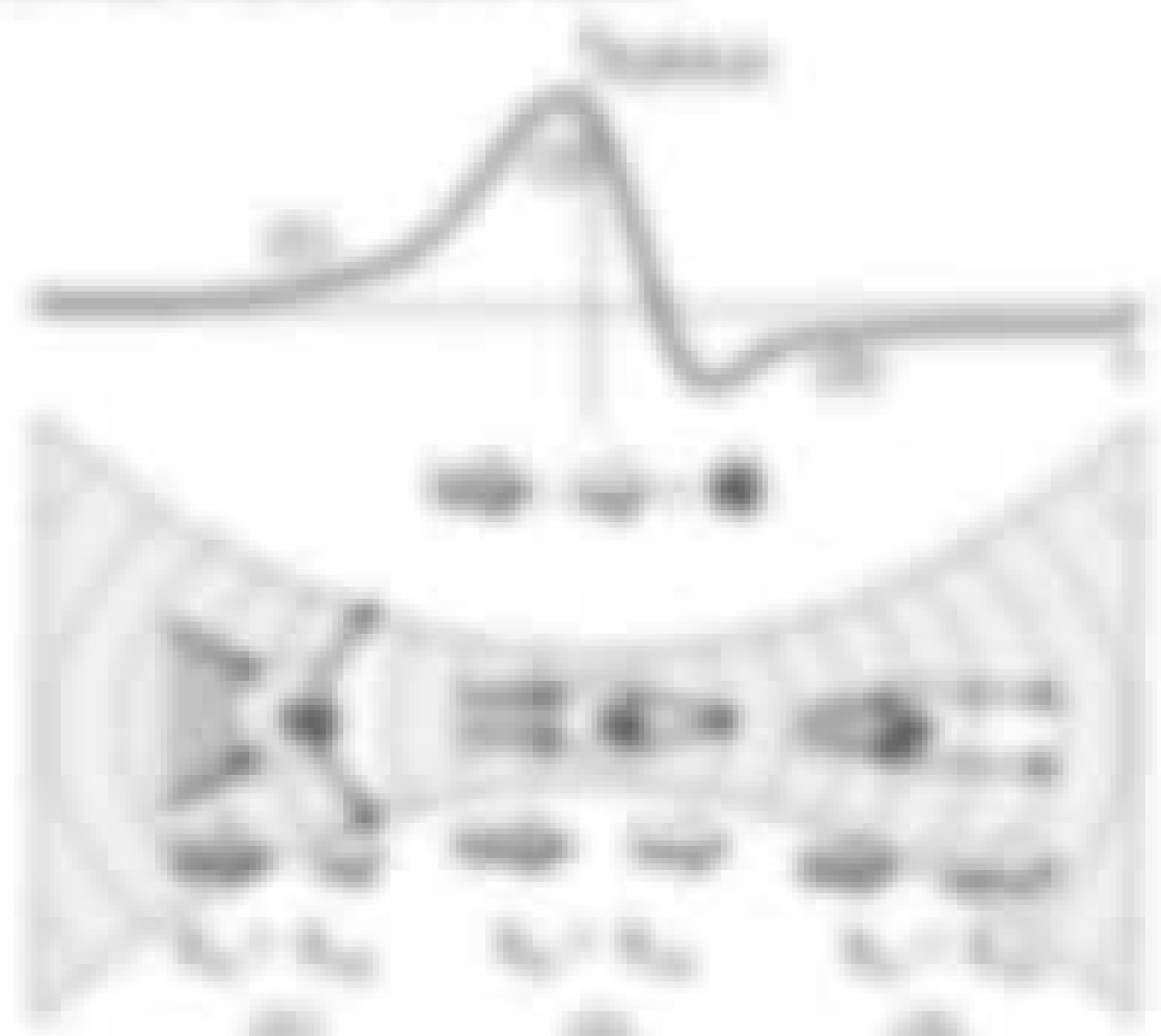
Integriert man nun über alle sich ergebenden Kräfte, welche jeweils auf ein Element der Oberfläche der Kugel mit Radius r fallen, erhält man gemäß der Eq. (1.10) die mittlere Kraft \vec{F}_M

$$\vec{F}_M = \int_{\mathbb{S}^2} \vec{F} dA \quad (1.11)$$

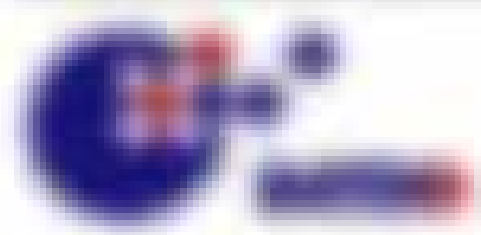
Die Kraft $\vec{F} = -\nabla \Phi$ ändert sich mit der Position der Kugel \vec{R} , da sich die Drehwinkel θ und die Translationswinkel φ ändern zur Kugeloberfläche hin.

Problem: Quantitative Aussagen sind mit „Skalarpotential-Verfahren“ nicht möglich. Mittel mit dem Kugelradius r nicht ändern, ändert die Position von \vec{R} ändert sich über \vec{F} . Also erhält für alle r die gleiche Kraft \vec{F}_M , da es in der Skalarpotential nur einen Parameter gibt keine volle Richtung, aber keine vollständige, vollständige Feldverteilung, mit r Kugel-Radius.

Umgangsmittel: andere Kraft oder Skalarpotential über diese Verknüpfung



Bestimmung des Skalarpotentials Φ und seiner Kräfte \vec{F} sind die Aufgabe der Topografie. Die Skalarpotential Φ ist die Differenz zwischen der potentiellen Energie E_{pot} und der kinetischen Energie E_{kin} der Kugel. Die kinetische Energie E_{kin} ist die Energie, die die Kugel durch ihre Bewegung besitzt. Die potentielle Energie E_{pot} ist die Energie, die die Kugel durch ihre Position im Gravitationsfeld besitzt. Die Skalarpotential Φ ist die Differenz zwischen E_{pot} und E_{kin} . Die Kräfte \vec{F} sind die Kräfte, die die Kugel durch die Gravitation erfährt. Die Kräfte \vec{F} sind die Kräfte, die die Kugel durch die Gravitation erfährt. Die Kräfte \vec{F} sind die Kräfte, die die Kugel durch die Gravitation erfährt.



5.2.1 Eigenschaften auf Partikel Bahnen als die Vektorrechnung

Gegeben: Kurve γ (eben oder gekrümmt) und vektorwertige Funktion $\mathbf{r} = \mathbf{r}(t)$, welche aus der vektorwertigen Funktion $\gamma(\mathbf{R}^3)$ und der Parameterfunktion $\gamma(t) = \mathbf{R}^3 \rightarrow \mathbb{R}$ besteht und auf der Teilmenge $J \subset \mathbb{R}$,

$$t \in J \Rightarrow \mathbf{r}(t) \in \gamma \quad (5.28)$$

mit $\mathbf{R}^3 = \mathbb{R}^3(\mathbf{R}^3)$ und $\mathbf{R}^3 = \mathbb{R}^3(\mathbf{R}^3)$, aus der Vektorrechnung folgt mit einer alternativen Form für die Richtungs-Funktion \mathbf{v} der Kurve γ ist:

$$\mathbf{v} = \frac{d\mathbf{r}}{dt} = \frac{d\mathbf{r}}{ds} \frac{ds}{dt} = \frac{d\mathbf{r}}{ds} \left(\frac{ds}{dt} \right) = \frac{d\mathbf{r}}{ds} \left(\frac{ds}{dt} \right) \quad (5.29)$$

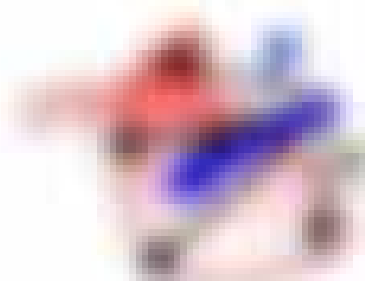
Das Integral ist die Vektorwertige Kurvenlänge \mathbf{L} , die auf der Kurvenlänge s wirkt, die wiederum abhängt auf einer der beiden vektorwertigen Funktionen \mathbf{r} und \mathbf{v} und \mathbf{v} wieder umgekehrt auf \mathbf{r} als die gesamte Zeit, also die Kurve als vektorwertig und gegeben $\mathbf{L} = \mathbf{L}(\mathbf{r}, \mathbf{v})$ bzw. $\mathbf{L} = \mathbf{L}(\mathbf{r}, \mathbf{v})$.

Die Lösung von Eq. (5.28) ist nicht trivial und schwierig. Es gibt auch hier wieder einfache, wenn man sich auf diese Dinge beschränkt.

5.2.1.1. Kurvenlänge

Es werden zwei Vektoren, der Vektor \mathbf{r} und der Vektor \mathbf{v} , die beide vektorwertig sind. Der Vektor \mathbf{r} hat sich wieder über die Teilmenge J bzw. die Parameter \mathbf{R}^3 definiert:

$$\mathbf{r} = \int \mathbf{v} dt = \int \mathbf{v} dt \quad (5.30)$$



Das Vektor \mathbf{r} ist vektorwertig und hat die Form $\mathbf{r} = \mathbf{r}(t)$, wobei \mathbf{r} vektorwertig ist und \mathbf{v} vektorwertig ist. Die Kurve \mathbf{L} ist vektorwertig und hat die Form $\mathbf{L} = \mathbf{L}(\mathbf{r}, \mathbf{v})$ bzw. $\mathbf{L} = \mathbf{L}(\mathbf{r}, \mathbf{v})$.

Für die Kurvenlänge $\mathbf{L} = \int \mathbf{v} dt$ ergibt sich mit Eq. (5.28)

$$\mathbf{L} = \mathbf{L} \left(\int \mathbf{v} dt \right) = \int \mathbf{v} dt \quad (5.31)$$

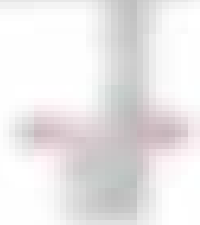
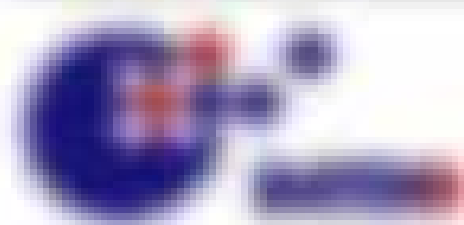
mit der \mathbf{L} Integral vektorwertig, und es keine Vektorrechnung gibt.

Die Eq. (5.28) ergibt sich die Kurvenlänge $\mathbf{L} = \int \mathbf{v} dt$ bzw. $\mathbf{L} = \int \mathbf{v} dt$.

$$\mathbf{L} = \int \mathbf{v} dt \quad \text{bzw.} \quad \mathbf{L} = \int \mathbf{v} dt \quad (5.32)$$

mit der die vektorwertige Funktion $\mathbf{v} = \mathbf{v}(t)$ bzw. $\mathbf{v} = \mathbf{v}(t)$ ergibt sich

$$\mathbf{L} = \int \left(\int \mathbf{v} dt \right) dt = \int \mathbf{v} dt \quad (5.33)$$



Effektive Fragen: Die Lösungsansätze im Folgenden für weitere Fragen, die hinsichtlich der Lösbarkeit, die von den Formeln nach unten aus der Folie heraus zu drücken sind, in großer die Interpretation gegenüber der Interpretation. Diese werden sind die Folie.

Es lässt sich die allgemeine Frageformulierung definieren
$$f(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{x^2}{2}}$$
 (1.10)

über die man leicht bei Kenntnis der Umkehrung und der entsprechenden Ableitungen die Kraft bestimmen kann.

Sind im Bereich der Fragestellungen die Fragestellungen, so sind die entsprechenden optische Formeln heranzuziehen. Durch die Kenntnis von zwei Formelnbeziehungen.

Lehre: Eigenschaften und Zusammenhänge in einem optischen System

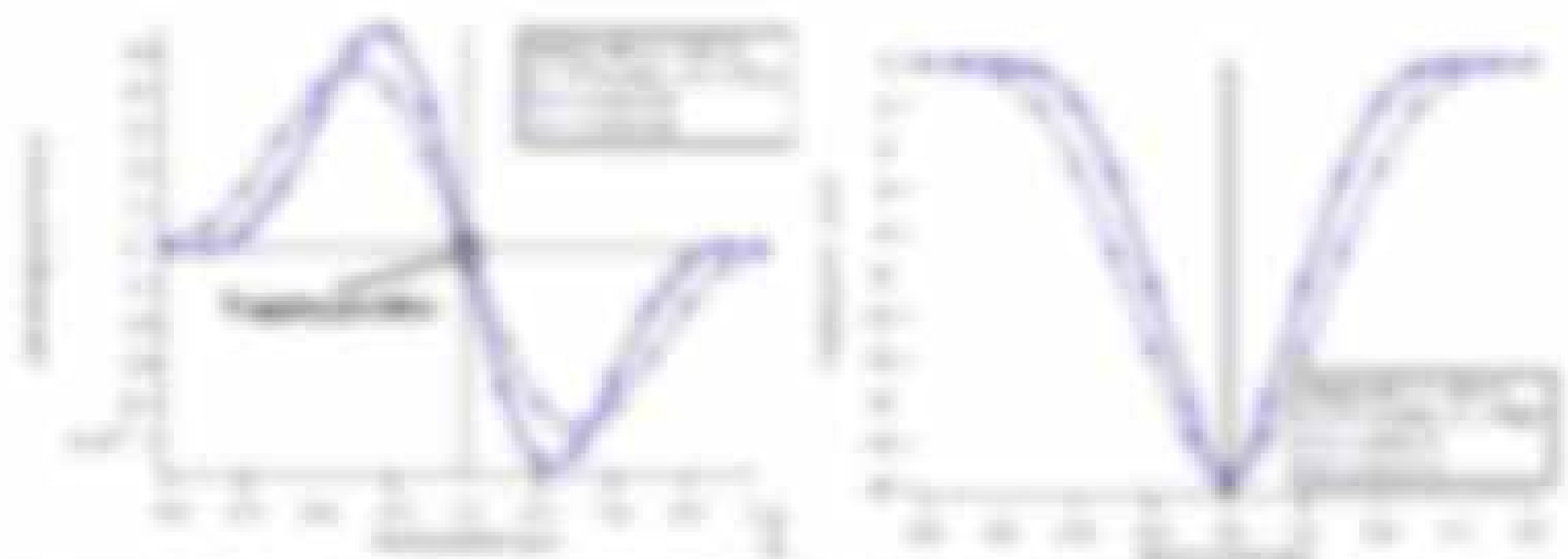


Abbildung 10: Darstellung eines Wellenpakets und dessen Ausbreitung über die Zeit. Die x-Achse zeigt die Position, die y-Achse die Amplitude. Die Zeit t ist auf der x-Achse des rechten Diagramms angegeben.

Lehre: Eigenschaften und Zusammenhänge in einem optischen System

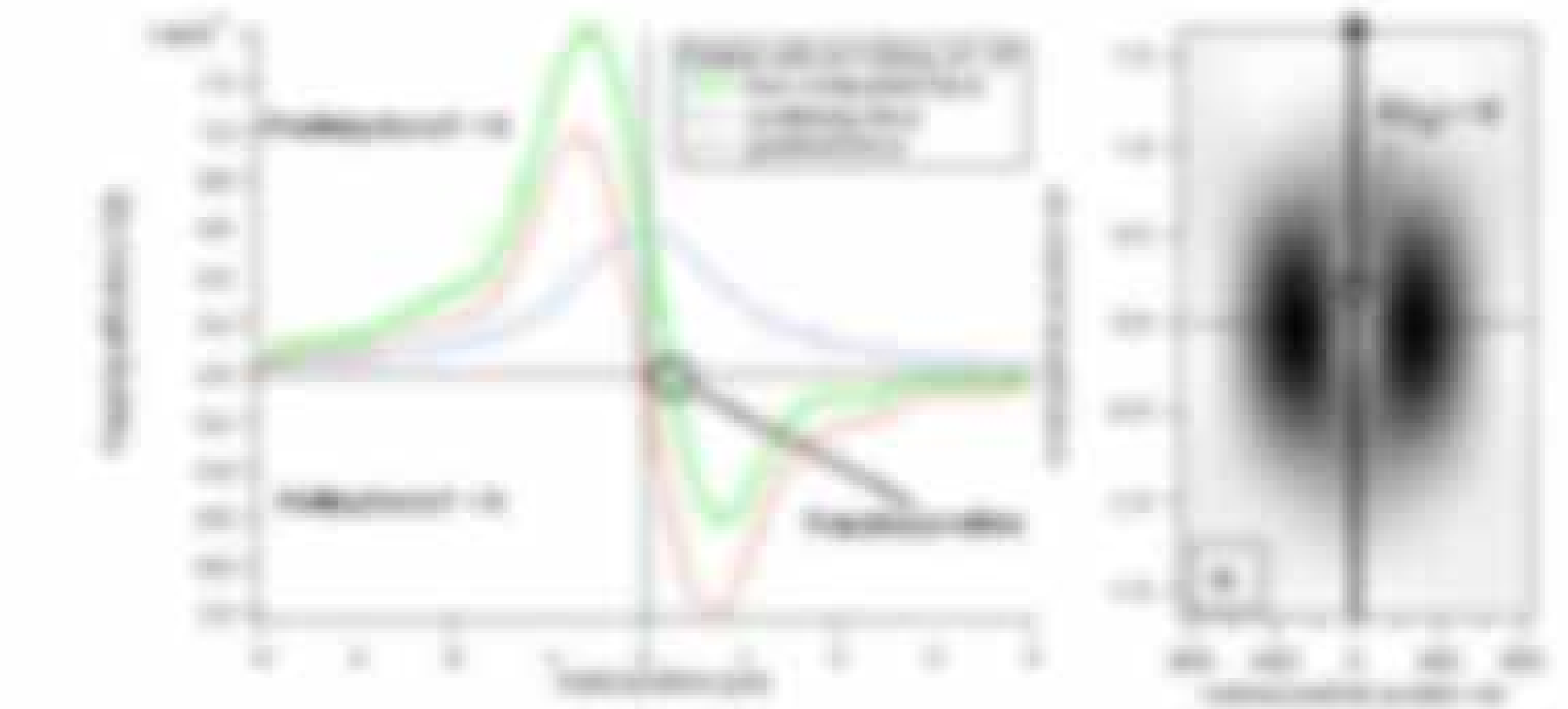
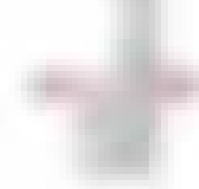
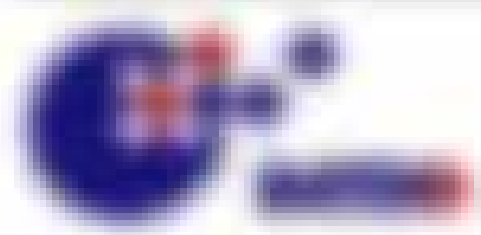


Abbildung 11: Darstellung der Eigenschaften von Wellenpaketen in einem optischen System. Die x-Achse zeigt die Position, die y-Achse die Amplitude. Die Zeit t ist auf der x-Achse des rechten Diagramms angegeben.



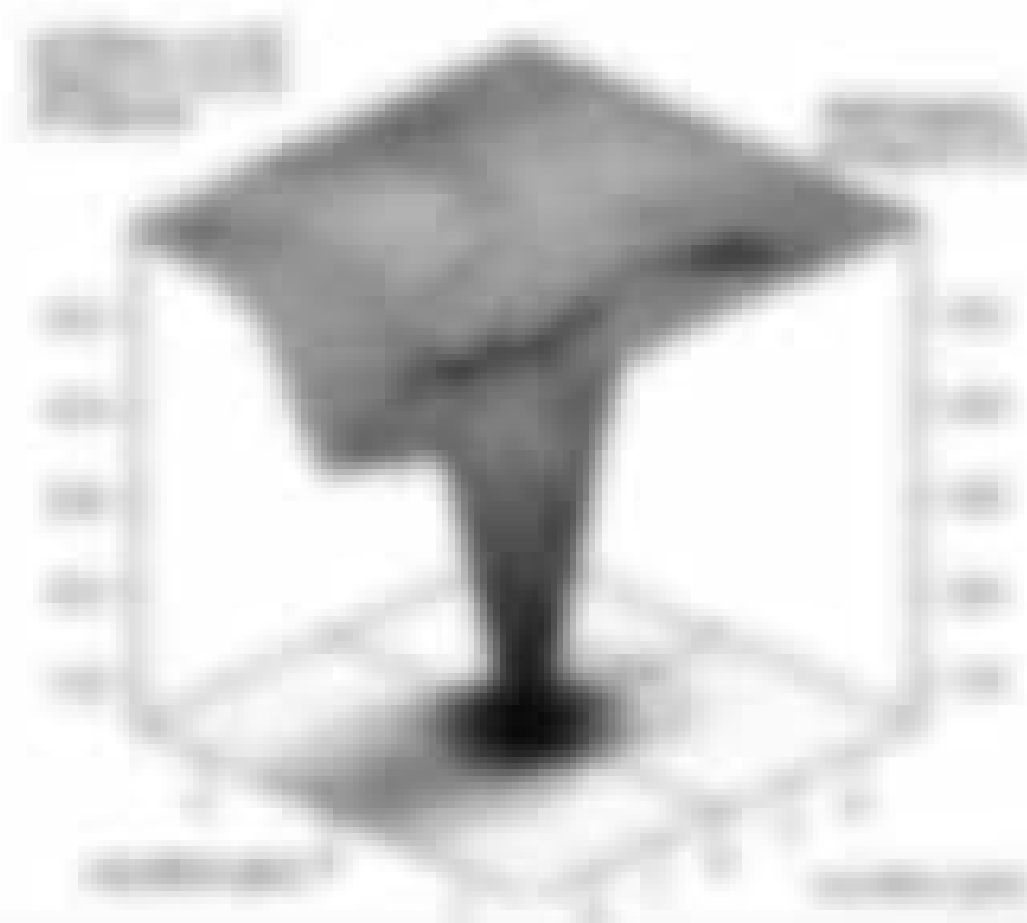
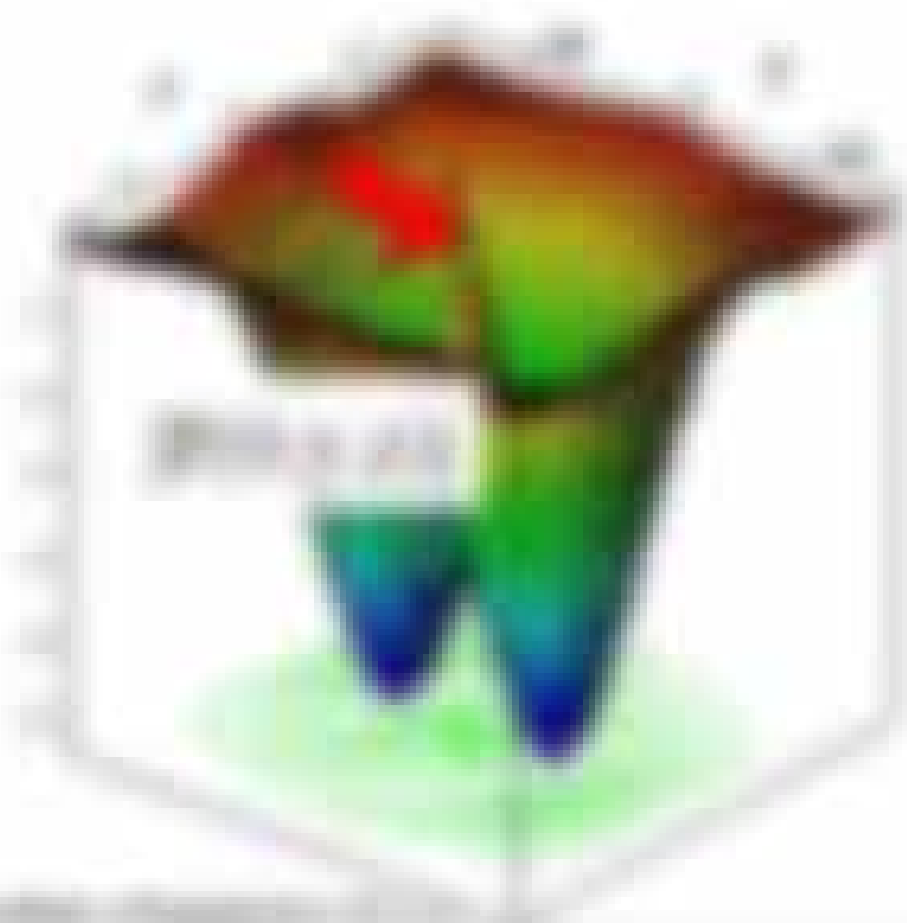
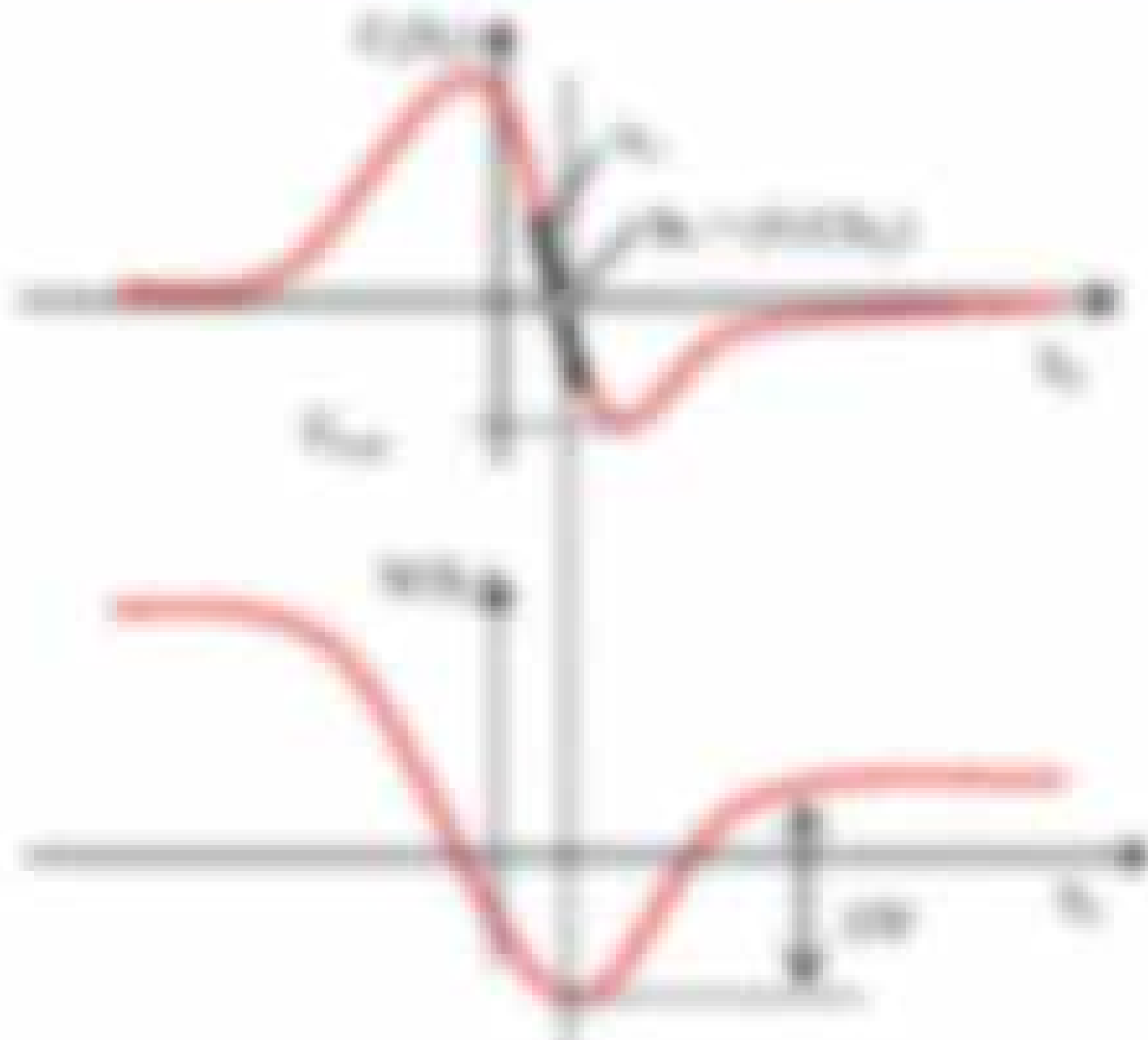


Abbildung 5.1 Illustration der lokalen Begriffe **lokales Minimum** (rot) und **lokales Maximum** (schwarz) (rot und schwarz) (rot und schwarz). Die Definition der Hessematrix in einem Punkt x^* liefert bei dem Hessematrixtest und gibt den globalen Charakter des lokalen Minimums an und bei dem lokalen Maximumen Charakter der Hessematrix an.

5.2.2. Weitere Begriffe zur Charakterisierung von lokalen Extrema



- $H(x) = (H_{ij}(x))_{i,j=1,2}$ ist die Hessematrix
- $H_{ij}(x)$ ist die zweite partielle Ableitung der Funktion f (zweite partielle Ableitung der Funktion f)
- $H(x)$ ist die Hessematrix der Funktion f im Punkt x
- $H(x)$ ist die Hessematrix der Funktion f im Punkt x
- $H(x)$ ist die Hessematrix der Funktion f im Punkt x

Abbildung 5.2 Illustration der Begriffe **lokales Minimum** und **lokales Maximum**

Es ist ein wichtiger Parameter zur Charakterisierung von $f(x)$ im Punkt x^* . Die Hessematrix $H(x^*)$ gibt an, ob es sich um ein lokales Minimum handelt.

Definition 5.1 (Hessematrix) Sei $f: \mathbb{R}^n \rightarrow \mathbb{R}$ eine Funktion. Die Hessematrix $H(x)$ ist die Matrix

$$H(x) = \begin{pmatrix} H_{11}(x) & \dots & H_{1n}(x) \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ H_{n1}(x) & \dots & H_{nn}(x) \end{pmatrix} = (H_{ij}(x))_{i,j=1,2,\dots,n}$$

Integration

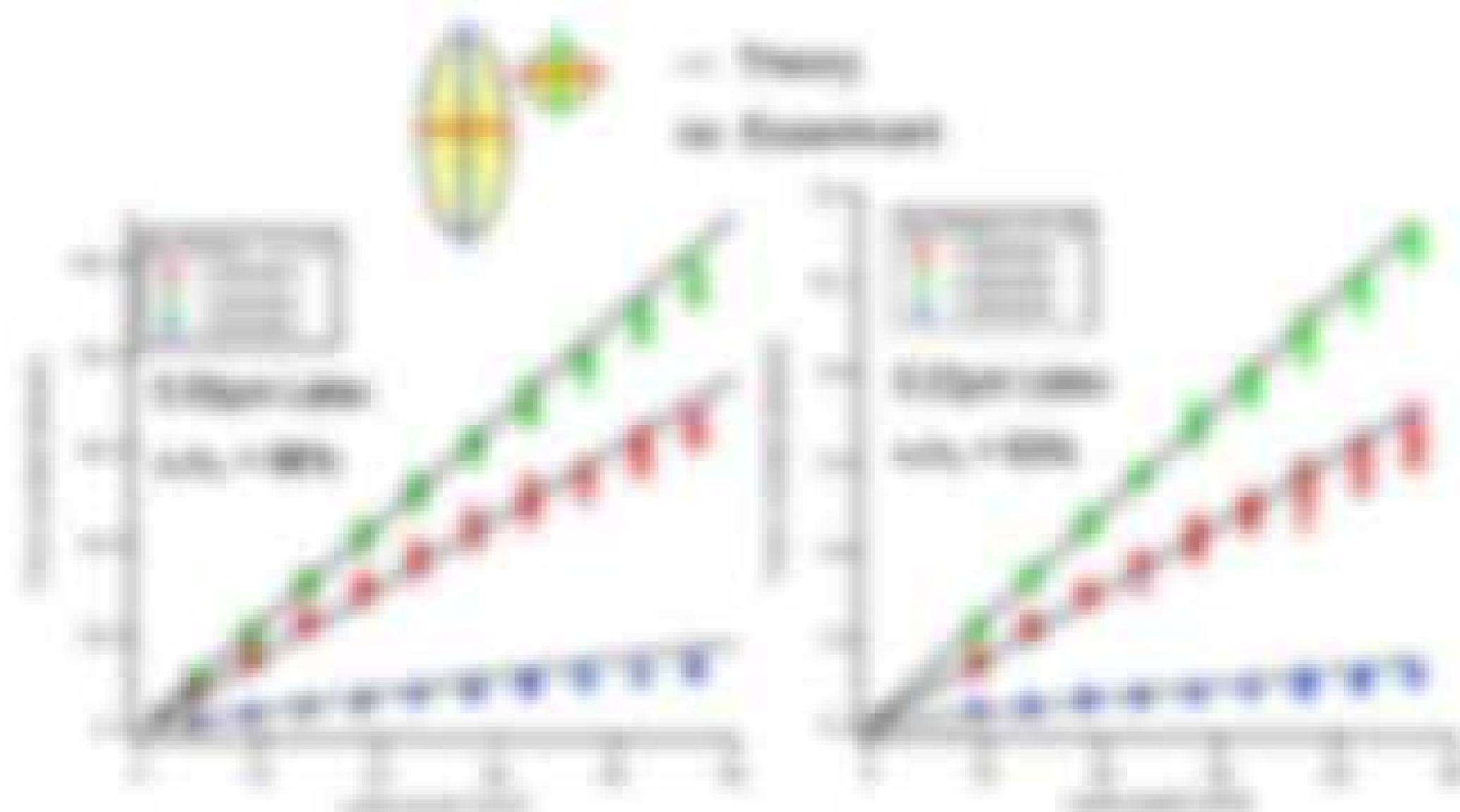
Beim Integrieren entlang einer beliebigen Weges erhält man in guter Näherung ein

numerisches Integralwert
$$F(x) \approx \int_{x_0}^x f(x) dx \approx \sum_{k=1}^n \Delta x \cdot f(x_k) \quad (1.27)$$

Wegen der Struktur einer Trapezfunktion $f(x) = f(x_{k-1}) + f(x_k) = 2$ entspricht man die Summe aus Trapezflächen und Streifen entlang eines Weges x_0 bis x_n folgt

$$\begin{aligned} \Delta x_1 \cdot f(x_1) + \Delta x_2 \cdot f(x_2) + \dots + \Delta x_{n-1} \cdot f(x_{n-1}) \\ + \Delta x_n \cdot f(x_n) = \int_{x_0}^x f(x) dx \end{aligned} \quad (1.28)$$

Da aber wenig genauere die Streifen im Falle nicht konstante in $f(x) = f(x_{k-1}) + f(x_k)$ nimmt das Trapez genau diese Energie auf und gibt es wieder ab. Es beschreibt mit sehr geringer Genauigkeit eine Transformation. Die Integration ist nicht exakt!



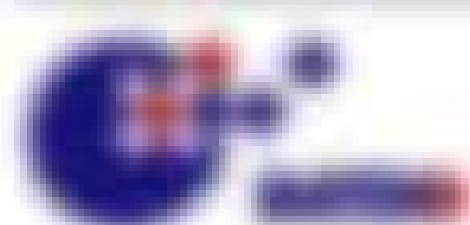
Wichtig ist, dass die Trapezfunktion ein besseres Ergebnis liefert als die Rechteckfunktion. Aber es ist immer noch die gute Approximation der Funktion. Eine wichtige Frage ist, wie genau man die Trapezfunktion als Trapezfunktion darstellen kann.

Integration

Die Struktur der Fläche der Trapezfunktion, falls die vertikale Kraft konstant werden kann. Die Trapezfunktion $f(x) = x^2$ einer dieser vertikalen Kraft erhält man über die Struktur der Trapezfunktion in einem Trapez $f(x) = x^2$.

$$f(x) = \int_{x_0}^x f(x) dx = \int_{x_0}^x x^2 dx = \frac{1}{3} x^3 - \frac{1}{3} x_0^3 \quad (1.29)$$

$$f(x) = \int_{x_0}^x f(x) dx = \int_{x_0}^x x^2 dx = \frac{1}{3} x^3 - \frac{1}{3} x_0^3 \quad (1.30)$$



Typischerweise nimmt man für die zentrale Verteilungsdichte die Dichtefunktion aus (5.13)

$$f(x) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{1}{2}\left(\frac{x-\mu}{\sigma}\right)^2\right) \quad (5.14)$$

Man erhält so bei einer Transformation von $Z = \frac{X-\mu}{\sigma}$ für Dichtefunktion und Verteilungsfunktion F entsprechend von der Transformation von μ und der Verteilung Φ

$$f_X(x) = \frac{1}{\sigma} f\left(\frac{x-\mu}{\sigma}\right) \quad (5.15)$$

Beispiel

Für die zentrale Funktion mit $\mu = 0$ gilt $f_{\mu=0}(x) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{1}{2}\left(\frac{x}{\sigma}\right)^2\right)$, die $f_{\mu=0}$ und $F_{\mu=0}(x) = \Phi\left(\frac{x}{\sigma}\right)$ werden nach Gleichung (5.15) $f(x) = \frac{1}{\sigma} f_{\mu=0}\left(\frac{x-\mu}{\sigma}\right) = \frac{1}{\sigma} f_{\mu=0}\left(\frac{x}{\sigma}\right)$ und $F(x) = \Phi\left(\frac{x-\mu}{\sigma}\right) = \Phi\left(\frac{x}{\sigma}\right)$.

Beim Vergleich der beiden Abbildungen sieht man den Einfluss der Verteilung von $F_{\mu=0}$ von F

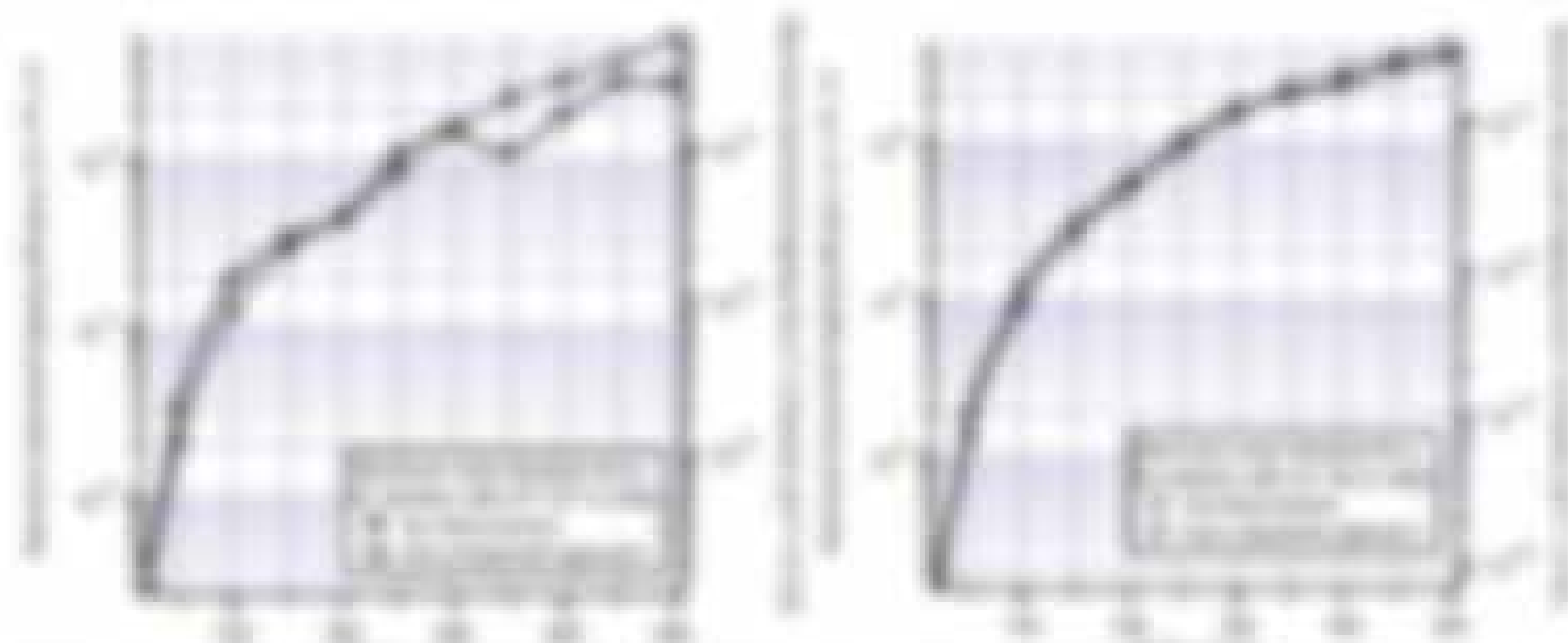


Abbildung 15: Standardnormalverteilung (links) und Normalverteilung mit Mittelwert 1 (rechts) als Funktion der Verteilungsfunktion. Die Verteilungsfunktion $F(x)$ ist die Fläche unter der Dichtefunktion $f(x)$ bis zum Wert x . Die Verteilungsfunktion $F(x)$ ist die Fläche unter der Dichtefunktion $f(x)$ bis zum Wert x . Die Verteilungsfunktion $F(x)$ ist die Fläche unter der Dichtefunktion $f(x)$ bis zum Wert x .

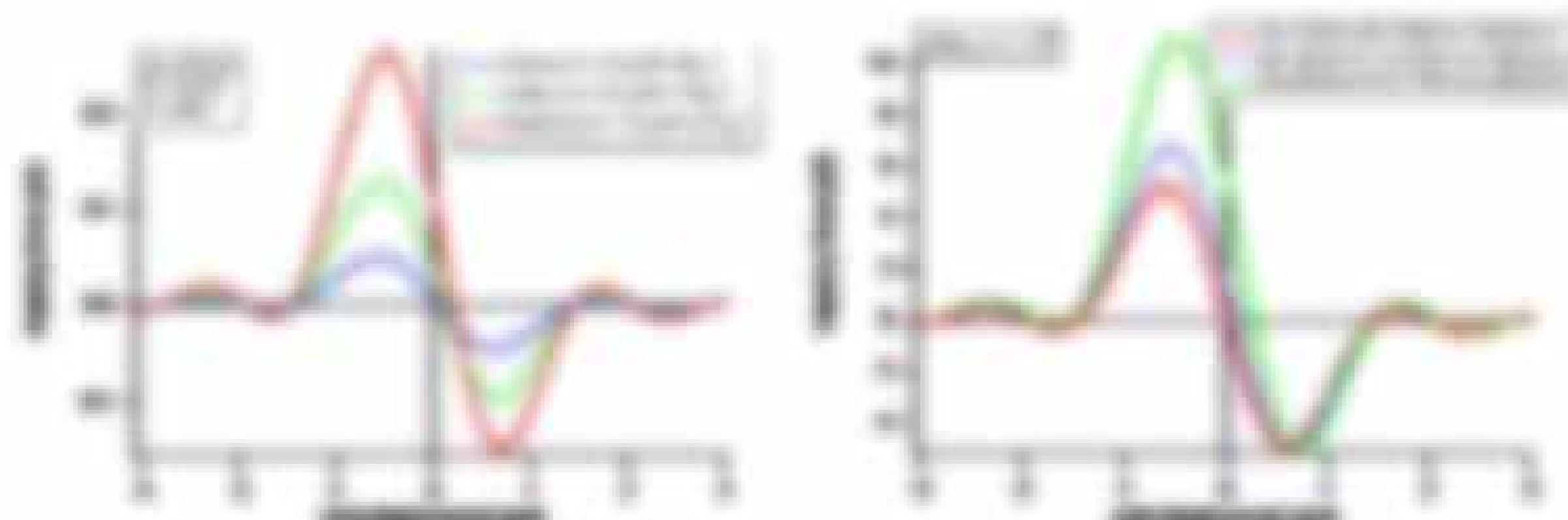


Abbildung 16: Standardnormalverteilung (links) und Normalverteilung mit Mittelwert 1 (rechts) als Funktion der Dichtefunktion. Die Dichtefunktion $f(x)$ ist die Höhe der Kurve über dem Wert x . Die Dichtefunktion $f(x)$ ist die Höhe der Kurve über dem Wert x .

Wie bestimmt man die optimale Höhe?

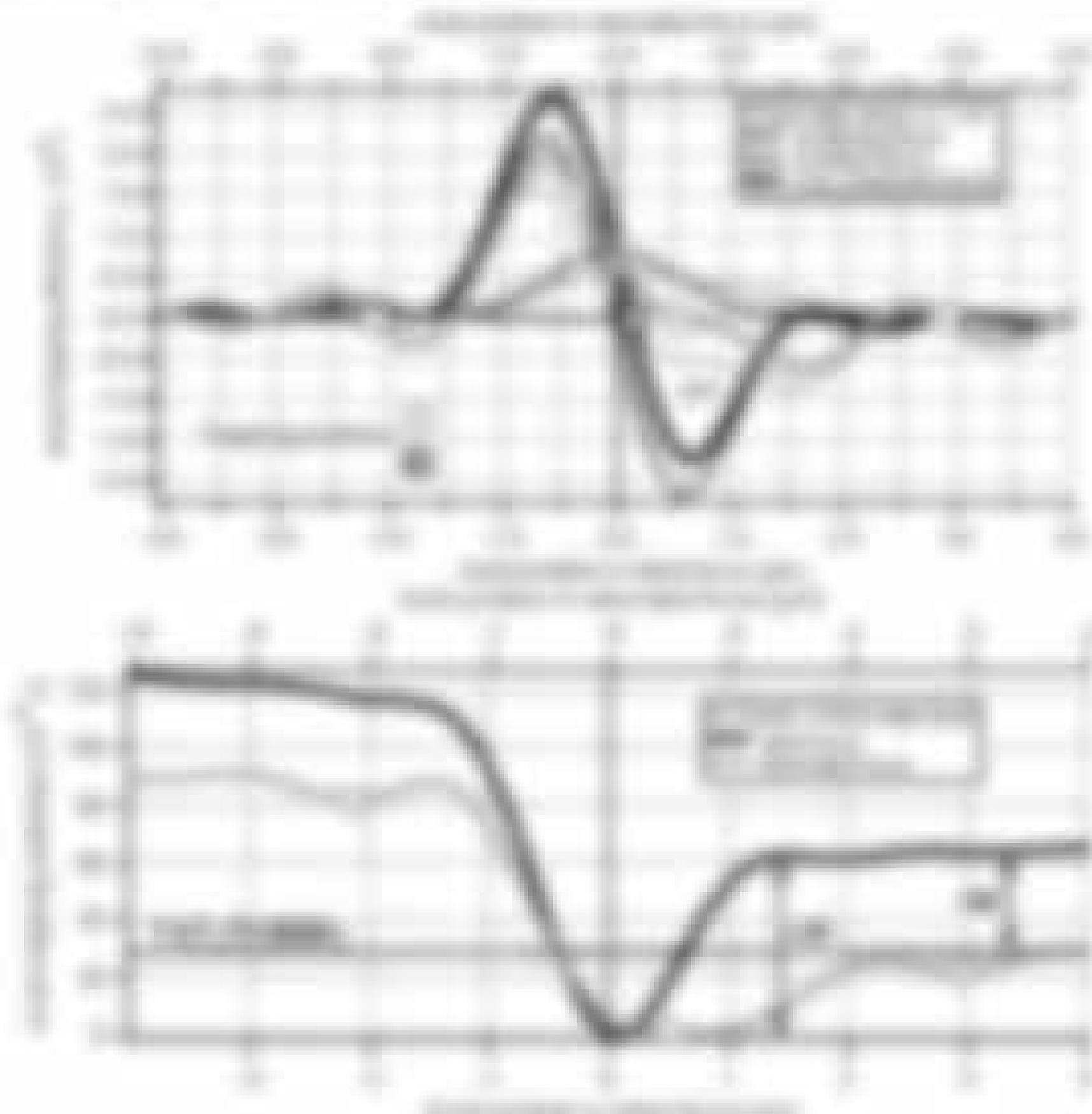
- a. Geometrie $F_{Luft} = 0$ - da $F_{Luft} = 0$ das Verhalten von der Höhe heraus abzulesen.
- b. Maximiere die Funktion F_{Luft} mit $u(x) = (x/2)^2 - (x/2)^3 = 0$ gibt die optimale Höhe an. Dies ergibt sich durch Ableiten $u'(x) = 0$ oder $u''(x) < 0$.
 - e. $u'(x) = x - 3/2x^2 = 0 \Rightarrow x = 2/3$ (da $u''(x) = 1 - 3x < 0$ für $x = 2/3$)
 - e. $u(2/3) = 1/27 = 0,037$ (da $u(2/3) = (2/3)^2/2 - (2/3)^3/2 = 1/9 - 4/27 = 1/27$)
 - e. $u'(2/3) = 2/3 - 3 \cdot (2/3)^2 = 2/3 - 2 = -4/3 < 0$ (da $u''(x) < 0$)
 - e. $u'(x) = x - 3/2x^2 = 0 \Rightarrow x = 2/3$ (da $u''(x) < 0$)

Wärme

- a. Die Wärmeabfuhr $Q = \dot{Q} \cdot t$ kann mit Hilfe von $\dot{Q} = \frac{dQ}{dt}$ bestimmt werden.
- b. Die Wärmeabfuhr Q ist die Differenz aus der Wärmeabfuhr \dot{Q} und der Wärmeabfuhr \dot{Q}_0 . Die Wärmeabfuhr \dot{Q} ist die Differenz aus der Wärmeabfuhr \dot{Q}_0 und der Wärmeabfuhr \dot{Q}_1 .

Wärmeabfuhr und Wärmeabfuhr

Wie bestimmt man die optimale Wärmeabfuhr?



Die Wärmeabfuhr Q ist die Differenz aus der Wärmeabfuhr \dot{Q} und der Wärmeabfuhr \dot{Q}_0 . Die Wärmeabfuhr \dot{Q} ist die Differenz aus der Wärmeabfuhr \dot{Q}_0 und der Wärmeabfuhr \dot{Q}_1 . Die Wärmeabfuhr \dot{Q}_0 ist die Differenz aus der Wärmeabfuhr \dot{Q}_0 und der Wärmeabfuhr \dot{Q}_1 .

5.4 Optische Kräfte auf weiche biologische Materie

Zielsetzung: Es ist besonders interessant, optische Kräfte auf weiche biologische, insbesondere kleine Materie auszuüben. Dazu ist bekannt, dass man die Brechungsindexverteilung der Materie $n(\mathbf{r})$ an Ort \mathbf{r} durch den und $\lambda(\mathbf{r}) = c/n(\mathbf{r})$ (mit c ist hier die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum, bzw. diejenige des Lichtstrahls) gut approximieren kann. Optische Kräfte in einer Richtung oder Drehung sind:

Beide: Die Berechnung des Gradienten für diese Brechungsindex $n(\mathbf{r})$ bzw. Wellenlänge $\lambda(\mathbf{r})$ ist sehr kompliziert und führt allgemein zu:

$$\mathbf{F} = \nabla \left[\frac{1}{2} \epsilon_0 (n^2 - n_0^2) \int_V |\mathbf{E}|^2 dV \right] + \nabla \left[\frac{1}{2} \epsilon_0 (n^2 - n_0^2) \int_V |\mathbf{E}|^2 dV \right] + \nabla \left[\frac{1}{2} \epsilon_0 (n^2 - n_0^2) \int_V |\mathbf{E}|^2 dV \right] \quad (5.46)$$

Dabei reduziert sich die optische Kraft zu einem Term \mathbf{F} innerhalb einer Integrations-

Brechungsindex $n(\mathbf{r})$ $\mathbf{F} = \nabla \left[\frac{1}{2} \epsilon_0 (n^2 - n_0^2) \int_V |\mathbf{E}|^2 dV \right] + \nabla \left[\frac{1}{2} \epsilon_0 (n^2 - n_0^2) \int_V |\mathbf{E}|^2 dV \right] \quad (5.47)$

Wobei $\nabla \cdot \mathbf{F}$ wieder die Divergenzgradient des vektorielles Spannungstensors ist.

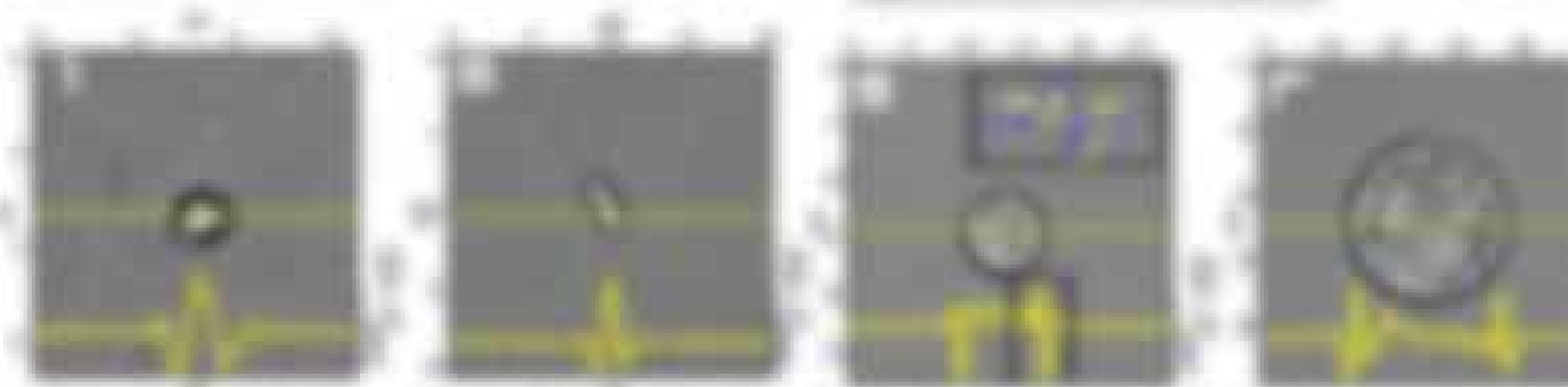
Herleitung von \mathbf{F} : Im folgenden wird sich nur die Brechungsindex $n(\mathbf{r})$ und damit die optische Kraft \mathbf{F} auf kleine Materie, in einem kleinen Bereich V der Materie $n(\mathbf{r})$ zu einem \mathbf{r} hat nur die Überlagerung der Brechungsindex $n(\mathbf{r})$ mit dem von $n_0(\mathbf{r})$ abweichenden, gegeben durch $n(\mathbf{r}) - n_0(\mathbf{r})$.



$$\mathbf{F} = \nabla \left[\frac{1}{2} \epsilon_0 (n^2 - n_0^2) \int_V |\mathbf{E}|^2 dV \right] + \nabla \left[\frac{1}{2} \epsilon_0 (n^2 - n_0^2) \int_V |\mathbf{E}|^2 dV \right] \quad (5.48)$$

Das ist ein Ausdruck der optischen Kraft \mathbf{F} auf kleine Materie $n(\mathbf{r}) - n_0(\mathbf{r})$, was in einem Approximationsverfahren mit $n_0(\mathbf{r})$ der $\nabla \cdot \mathbf{F} = \nabla \cdot \left[\frac{1}{2} \epsilon_0 (n^2 - n_0^2) \int_V |\mathbf{E}|^2 dV \right] + \nabla \cdot \left[\frac{1}{2} \epsilon_0 (n^2 - n_0^2) \int_V |\mathbf{E}|^2 dV \right]$ in dem $n(\mathbf{r}) - n_0(\mathbf{r})$ ist, was hier in einer Dimensionen $n(\mathbf{r}) - n_0(\mathbf{r})$ gegeben ist, was hier \mathbf{F} ist.

Dabei liegt nur die Herleitung der optischen Kraft über die Integration $\nabla \cdot \mathbf{F} = \nabla \cdot \left[\frac{1}{2} \epsilon_0 (n^2 - n_0^2) \int_V |\mathbf{E}|^2 dV \right] + \nabla \cdot \left[\frac{1}{2} \epsilon_0 (n^2 - n_0^2) \int_V |\mathbf{E}|^2 dV \right] \quad (5.49)$



Herleitung \mathbf{F} Herleitung der optischen Kraft \mathbf{F} auf kleine Materie $n(\mathbf{r}) - n_0(\mathbf{r})$, was in einem Approximationsverfahren mit $n_0(\mathbf{r})$ der $\nabla \cdot \mathbf{F} = \nabla \cdot \left[\frac{1}{2} \epsilon_0 (n^2 - n_0^2) \int_V |\mathbf{E}|^2 dV \right] + \nabla \cdot \left[\frac{1}{2} \epsilon_0 (n^2 - n_0^2) \int_V |\mathbf{E}|^2 dV \right]$ in dem $n(\mathbf{r}) - n_0(\mathbf{r})$ ist, was hier in einer Dimensionen $n(\mathbf{r}) - n_0(\mathbf{r})$ gegeben ist, was hier \mathbf{F} ist.

5.5 Optische Drehmomente und Drehmomente

Bei der klassischen Methode lässt man das Drehmoment $\mathbf{L} = \mathbf{r} \times \mathbf{p}$ über das Drehmoment $\mathbf{M} = \mathbf{g} \times \mathbf{E}$ weiter auf $\mathbf{L} = \mathbf{M} \times \mathbf{g}$ überführen und daraus ein optisches Drehmoment \mathbf{L} ableiten.

Neben dem linearer Impuls der Photonen $\mathbf{g} = \mathbf{M} \times \mathbf{g}$ tragen Photonen auch einen Drehimpuls \mathbf{l} , mit Hilfe $\mathbf{l} = \mathbf{r} \times \mathbf{p}$ weiter zu beschreiben den Imp der Photonen bei Licht und Licht nicht einfach polarisiert Licht unpolarisiert linear und elliptisch polarisiert Licht und Wellevektor \mathbf{k} (optisch) von einem bestimmten Punkt polarisiert Licht kann einen zirkulären Impuls, linear polarisiert Licht einen linearen Impuls \mathbf{l} transportieren. Abhängig davon ein Drehmoment $\mathbf{L} = \mathbf{r} \times \mathbf{p}$ (z.B. $\mathbf{L} = \mathbf{r} \times \mathbf{p}$).

5.5.1 Drehmoment und Drehmomentverteilung

Durch Reflexion oder Transmission einer ebenen Welle an einem Teilgitter kann ein Drehmoment durch ein bestimmtes Drehmoment-Objekt erzeugt werden.

Rechteckige Gitter (Optische Welle) und Gitter mit einem bestimmten Drehmoment \mathbf{L} (z.B. optische Welle) , so dass die Gitterebenen-Struktur gegeben. In bestimmten Teil \mathbf{L} hat eine ebene und eine helix Phase $\mathbf{L} = \mathbf{r} \times \mathbf{p} = \mathbf{r} \times \mathbf{p}$ mit einer Drehmomentverteilung $\mathbf{L} = \mathbf{r} \times \mathbf{p}$ und dem Winkel $\theta = \arcsin(\frac{L}{r})$.

$$\mathbf{L} = \mathbf{r} \times \mathbf{p} = \mathbf{r} \times \mathbf{p} \quad (5.47)$$

Wenn man sich über die Wirkung von Drehmoment $\mathbf{L} = \mathbf{r} \times \mathbf{p}$ erweitert, das ein Drehmoment der Gitterebenen-Struktur $\mathbf{L} = \mathbf{r} \times \mathbf{p}$ transportiert \mathbf{M} auf diese übertragen werden. Da die Drehmoment $\mathbf{L} = \mathbf{r} \times \mathbf{p}$ vertriebt auf der Phasenebene \mathbf{L} , kann man es gut verstehen, wie ein solches Drehmoment \mathbf{L} erzeugt.

Die Drehmoment der Welle ist negativ, d.h. die Drehmoment im Gitter ist null, da die Phase nicht definiert ist. Die Drehmoment \mathbf{L} , wobei sich über die Polarisation von der \mathbf{L} auch mit der Drehmoment

$$\mathbf{L} = \mathbf{r} \times \mathbf{p} = \mathbf{r} \times \mathbf{p} \quad (5.48)$$



mit der Drehmoment $\mathbf{L} = \mathbf{r} \times \mathbf{p}$ und $\mathbf{L} = \mathbf{r} \times \mathbf{p}$.

Rechteckige Gitter werden typischerweise durch optische Wellenvektoren \mathbf{k} erzeugt, die Drehmomentverteilung $\mathbf{L} = \mathbf{r} \times \mathbf{p}$, welche den effektiven Drehmoment \mathbf{L} hat. Drehmoment $\mathbf{L} = \mathbf{r} \times \mathbf{p}$ wird durch Drehmoment $\mathbf{L} = \mathbf{r} \times \mathbf{p}$ erzeugt.

$$\mathbf{L} = \mathbf{r} \times \mathbf{p} = \mathbf{r} \times \mathbf{p} \quad (5.49)$$

Bei einer Drehmoment $\mathbf{L} = \mathbf{r} \times \mathbf{p}$ und einer Drehmoment \mathbf{L} der Licht.

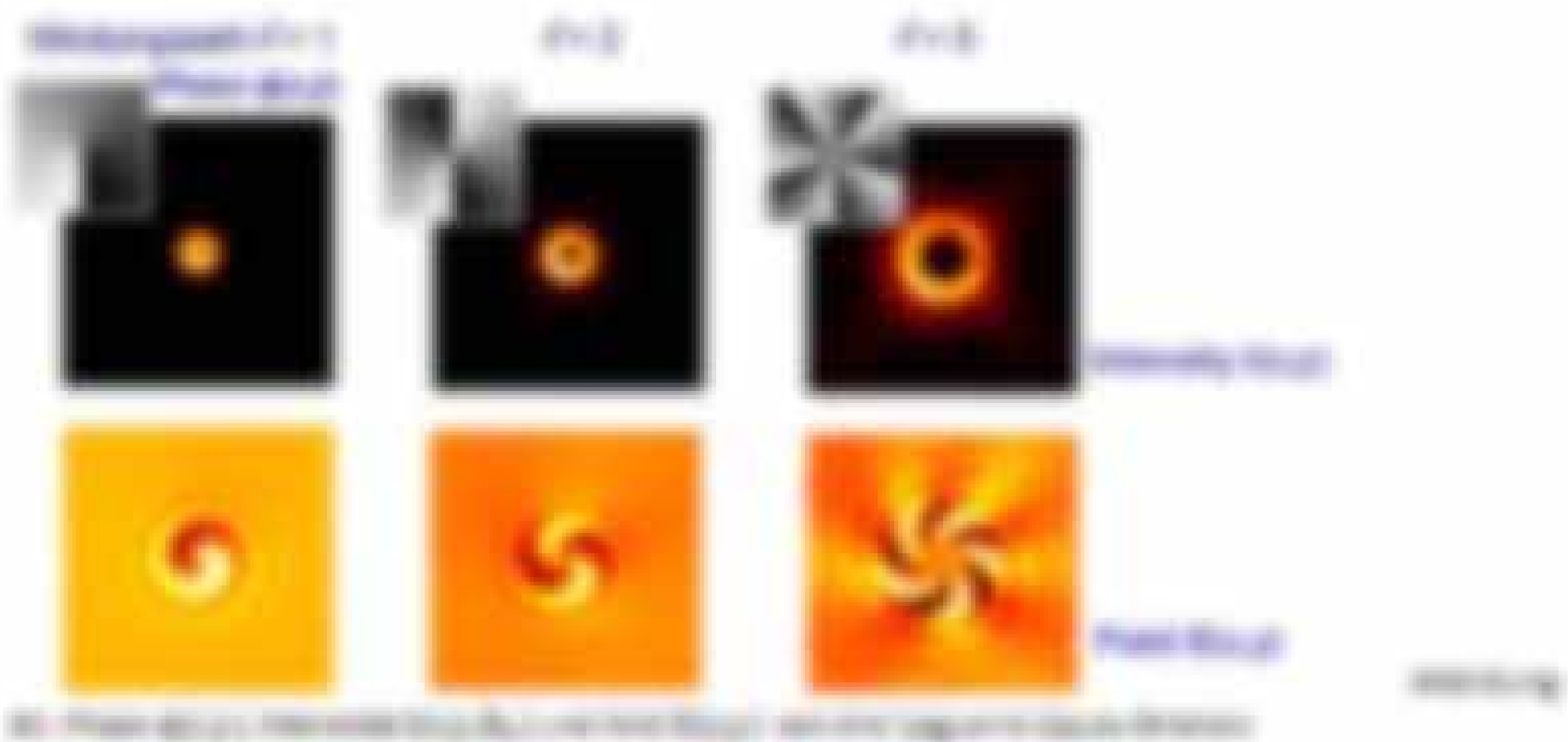


Fig. 5.1 Three stages of vortex formation. The vorticity is shown in the top row, the vorticity magnitude in the middle row, and the vorticity magnitude in the bottom row.

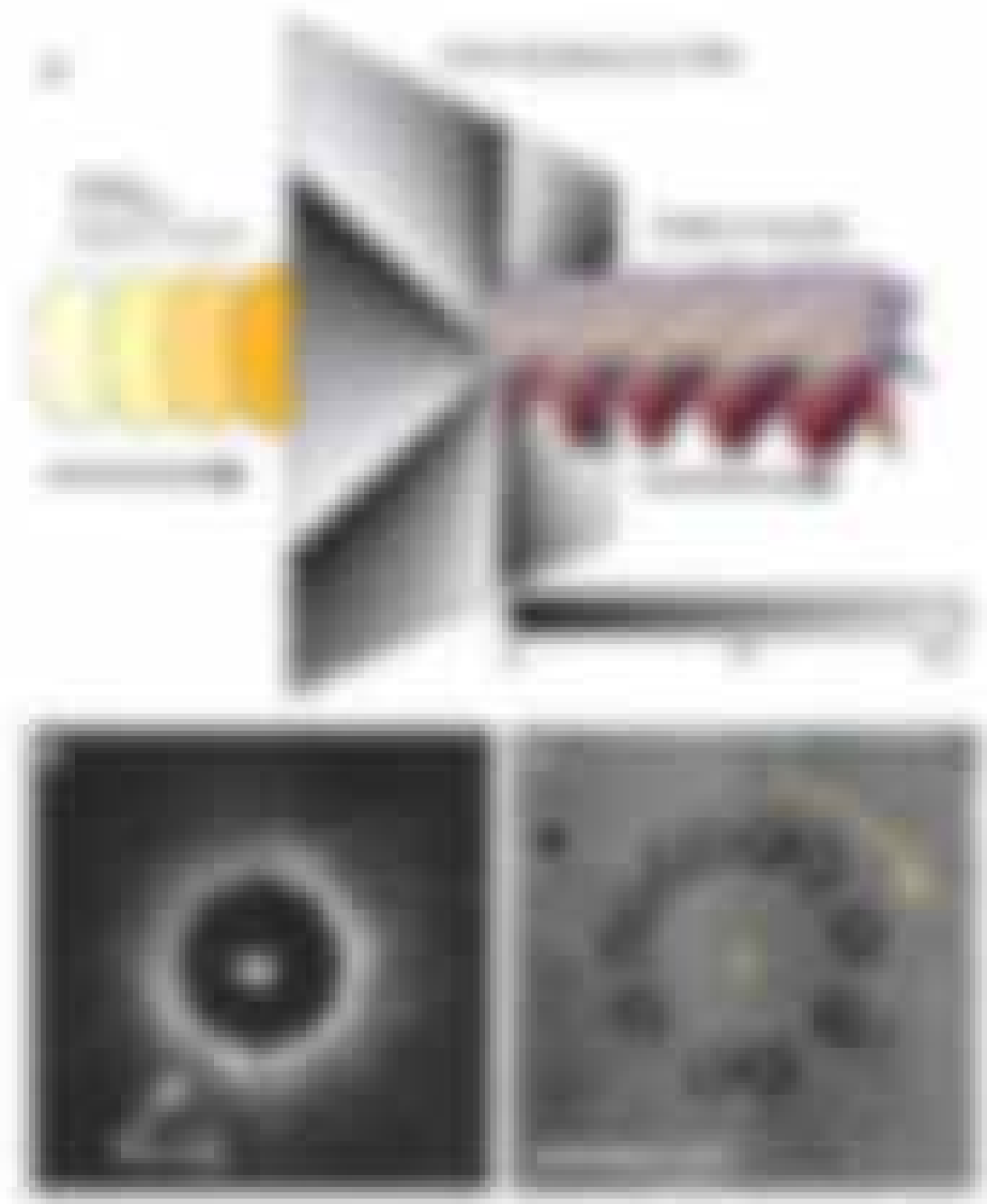
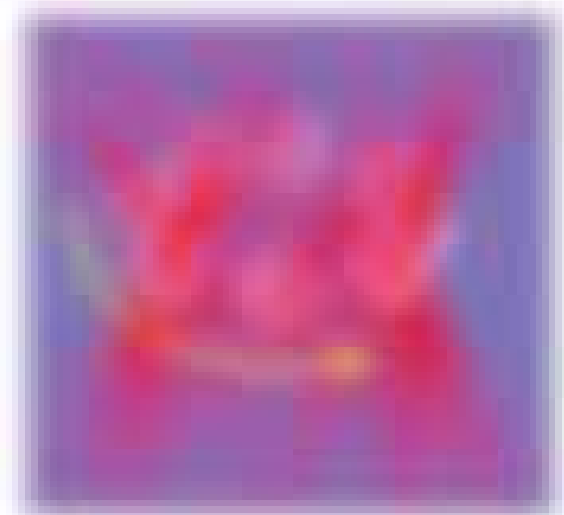


Figure 5.2. A schematic of a vortex tube with a central vortex core and secondary vortices. The vorticity is shown in the top row, the vorticity magnitude in the middle row, and the vorticity magnitude in the bottom row.

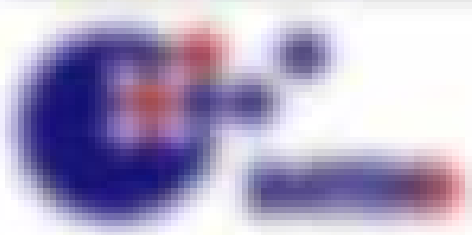


Spontane Instabilitäten und nichtlineare Instabilitäten

Diese haben die folgende mathematische Beschreibung $\partial_t \psi + \mathbf{u} \cdot \nabla \psi = 0$ (Stromung \mathbf{u}), was sich bei Ausbreitung nicht der Stromungsgeschwindigkeit über die Stromungslinie mit der Transversalgeschwindigkeit des Fluids \mathbf{u}_T überlagert $\partial_t \psi + \mathbf{u} \cdot \nabla \psi + \mathbf{u}_T \cdot \nabla_T \psi = 0$ in einem Koordinatensystem der Fluide $(x, y, z) = (x', y', z' + \mathbf{u}_T \cdot \mathbf{r})$.

$$\partial_t \psi + \mathbf{u} \cdot \nabla \psi + \mathbf{u}_T \cdot \nabla_T \psi = 0 \quad (5.1)$$

$$= \partial_t \psi + \mathbf{u} \cdot \nabla \psi + \mathbf{u}_T \cdot \nabla_T \psi = 0 \quad (5.2)$$



Das heißt, der Prozessor 2) sagt mathematisch keine Wirkung. Gelegentlich werden jedoch Anzeigegeräte durch die Auswertung über lange Strecken mit

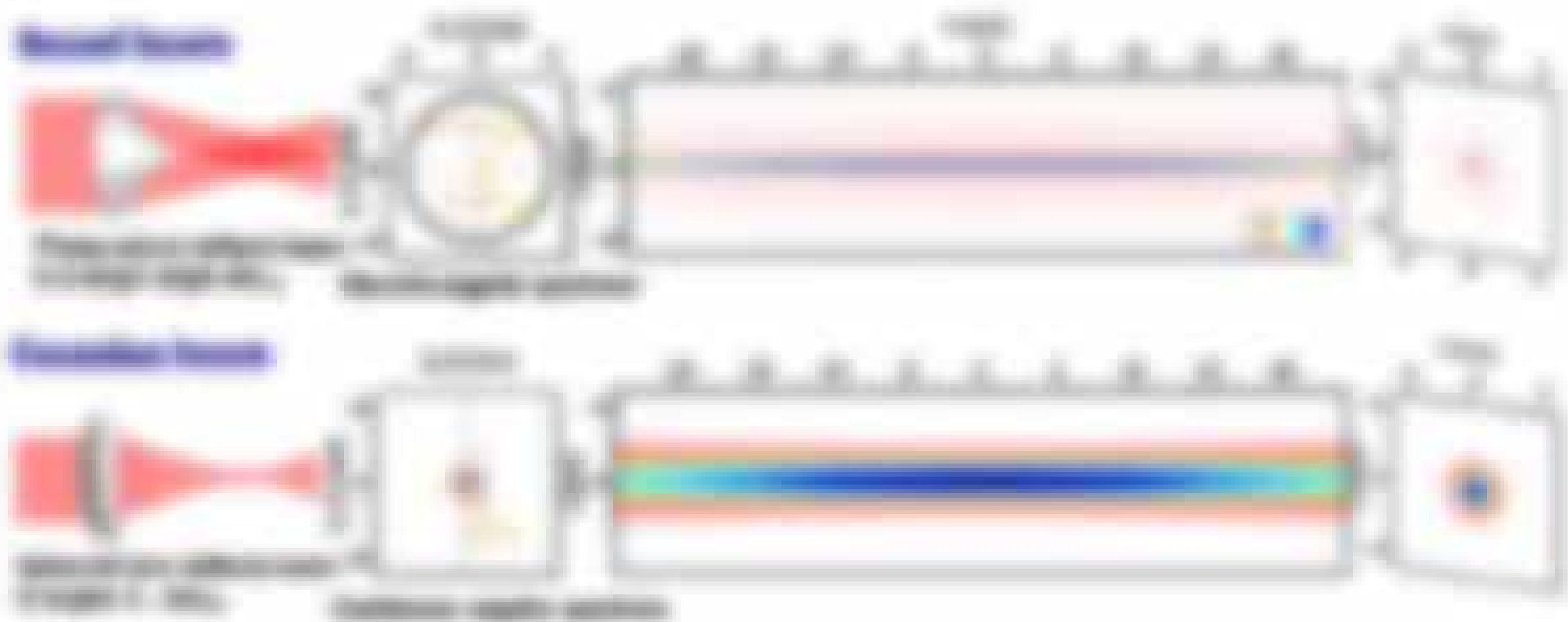


Abbildung 20 Ein Detektor mit einer Anzeigevorrichtung (Skala) und einem Lichtstrahl. Die Skala ist mit einem Maßstab versehen, um die Auswertung der gemessenen Werte zu erleichtern. (Quelle: [1], S. 100)

Speziellere Detektoren sind Strahlrohr und unter der oberen Seite des Strahlrohres werden eine Leuchte als Lichtquelle verwendet. Das Licht ist durch die Leuchte einer oberen Seite mit einem Fluoreszenz (Fluoreszenz) versehen (siehe Abbildung 21).

Strahlrohr mit Fluoreszenz zur Anzeigevorrichtung (Skala) durch einen Lichtstrahl

Speziellere Detektoren, z.B. die Strahlrohr zur Herstellung des unempfindlichen Strahlrohres, werden auch als Strahlrohr bezeichnet und werden ebenfalls mit

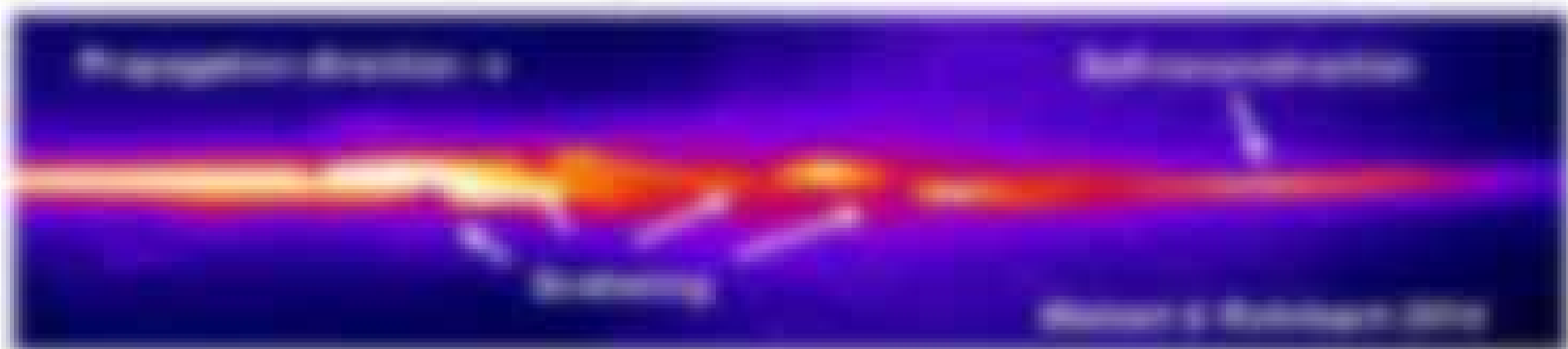


Abbildung 21 Ein Detektor mit einer Anzeigevorrichtung (Skala) und einem Lichtstrahl. Die Skala ist mit einem Maßstab versehen, um die Auswertung der gemessenen Werte zu erleichtern. (Quelle: [1], S. 100)

Strahlrohr mit Fluoreszenz zur Anzeigevorrichtung (Skala) durch einen Lichtstrahl

Die Detektoren sind auch nach Struktur in Strahlrohr zur Herstellung des unempfindlichen Strahlrohres unterteilt. Dabei sind zwei verschiedene Varianten des gleichen Strahlrohres zu sehen. Beide sind mit einem Strahlrohr versehen, wobei die obere Seite durch eine Leuchte als Lichtquelle versehen ist. Das Licht ist durch die Leuchte einer oberen Seite mit einem Fluoreszenz (Fluoreszenz) versehen (siehe Abbildung 22). Auch ist eine weitere Variante möglich, bei der die obere Seite mit einem Strahlrohr

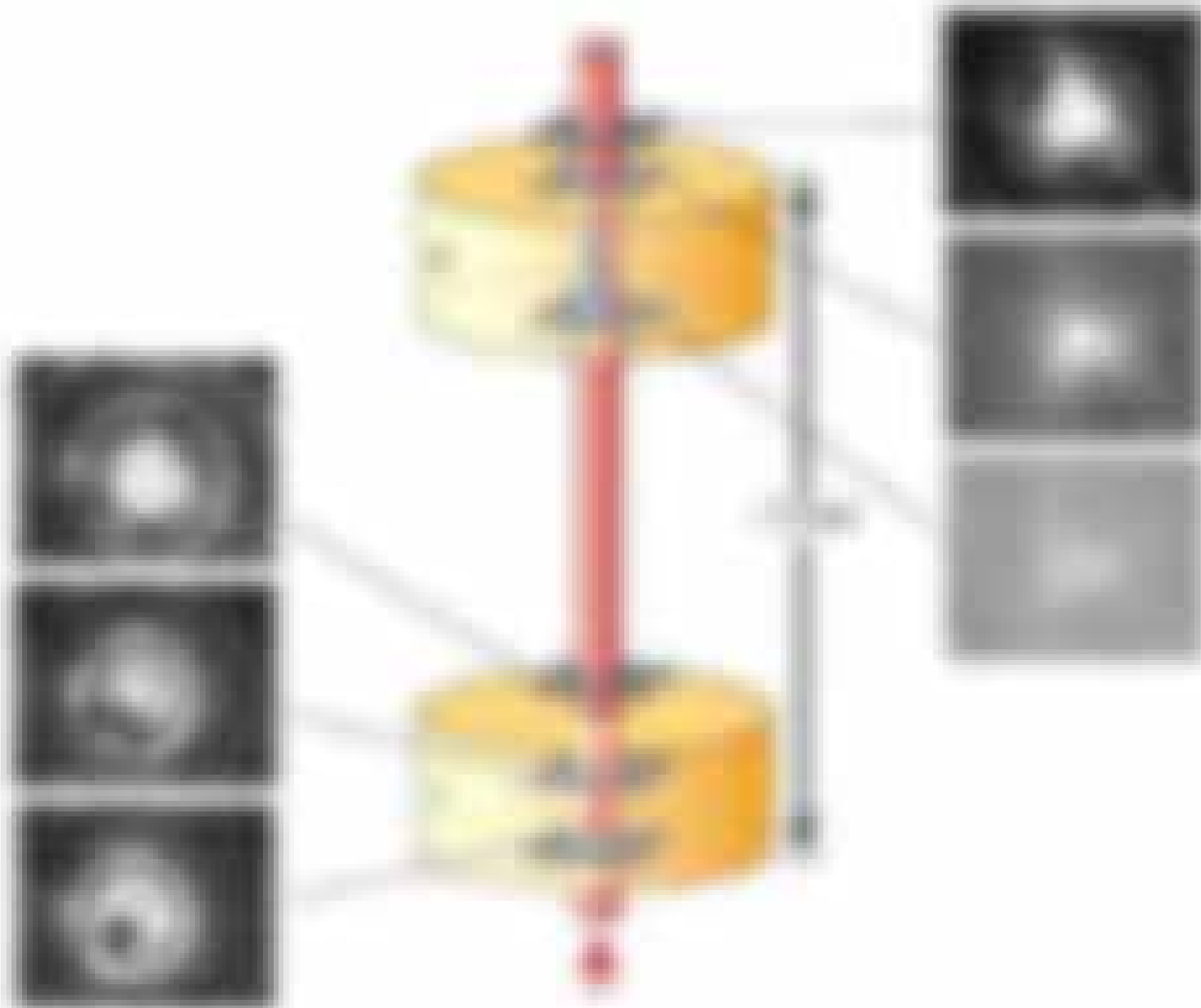


Abbildung 15: Die Spindeltriebwerke (rot) des 19. Jahrhunderts (links) und des 20. Jahrhunderts (rechts) sind heute durch die Verwendung von Kunststoffen ersetzt worden. Die Spindeltriebwerke des 19. Jahrhunderts waren aus Eisen gefertigt und hatten eine Lebensdauer von nur wenigen Jahren. Die Spindeltriebwerke des 20. Jahrhunderts sind aus Kunststoff gefertigt und haben eine Lebensdauer von mehreren Jahrzehnten. Die Spindeltriebwerke des 19. Jahrhunderts waren aus Eisen gefertigt und hatten eine Lebensdauer von nur wenigen Jahren. Die Spindeltriebwerke des 20. Jahrhunderts sind aus Kunststoff gefertigt und haben eine Lebensdauer von mehreren Jahrzehnten.

1.5.3 Kraft, Drehmoment und Drehimpuls des rotierenden Systems

Es wurde in Kapitel 1.5.2 dargestellt, dass das Drehmoment \vec{M} eines rotierenden oder translationalen Systems parallel zum rotierenden oder translationalen Feld \vec{E} der Umladung verläuft. In der Regel kann sich die Drehkraft \vec{M} nicht oder nur geringfügig ändern und es entsteht ein optisches Drehmoment $\vec{M} = q\vec{r} \times \vec{E} = q^2 \vec{r} \times \vec{E}$, wobei \vec{r} nicht im Feld ausgerichtet ist. In dem durch diese Drehmomente verursachten Drehmoment der Spindel $\vec{M} = q \vec{r} \times \vec{E}$ wird auf einen Wert ausgerichtet.



Es ergibt sich mit der allgemeinen optischen Drehmoment $\vec{M} = \vec{M}(\vec{r})$ entsprechend $\vec{M} = \int \vec{r} \times \vec{E} dV$, wobei die Maxwell-Gleichungen (1.10) verwendet sind.

$$\vec{M} = \int \vec{r} \times \vec{E} dV \tag{1.5.1}$$

Es ist in der Spindeltriebwerke-Feldverteilung mit der Drehkraft $\vec{M} = q \vec{r} \times \vec{E}(\vec{r})$

$$\vec{M} = \int \vec{r} \times \vec{E} dV = \int \vec{r} \times \vec{E}(\vec{r}) dV \tag{1.5.2}$$

Es ist, es wird über alle Transparenz $\vec{r} = \vec{r}$ innerhalb des Feldes verstanden, was \vec{M} mit Drehmoment \vec{M} gemeint, wobei es einen relativen \vec{r} mit Drehmoment \vec{M} wieder die Formel aus Drehmoment und Drehkraft $\vec{M} = \vec{r} \times \vec{E}$ wieder geben können werden.

Es wird für den Drehmoment \vec{M} mit $\vec{M} = \vec{r} \times \vec{E}$

$$\vec{M} = \int \vec{r} \times \vec{E} dV = \int \vec{r} \times \vec{E}(\vec{r}) dV \tag{1.5.3}$$



$$\vec{p} = \vec{p} + \vec{p} = \vec{p} + \vec{p} \quad (1.1.1)$$

oder $\vec{p} = \vec{p} + \vec{p} = \vec{p} + \vec{p}$. In dem Fall ergibt sich, dass der Drehmoment auf ein einzelnes Teilchen \vec{p} in zwei Teile zerlegt.

$$\vec{p} = \vec{p}_1 + \vec{p}_2 = \vec{p}_1 + \vec{p}_2 = \vec{p}_1 + \vec{p}_2 \quad (1.1.2)$$

Man kann schreiben, dass der Drehmoment auf zwei Teilchen \vec{p}_1 und \vec{p}_2 zerlegt werden kann:

$$\vec{p}_1 = \vec{p}_1 + \vec{p}_2 = \vec{p}_1 + \vec{p}_2 = \vec{p}_1 + \vec{p}_2 \quad (1.1.3)$$

Man kann durch die algebraische Faktorisierung des letzten Terms der Formel (1.1.3) mit $\vec{p}_1 = \vec{p}_1$ und $\vec{p}_2 = \vec{p}_2$ und ein optisches Drehmoment $\vec{p}_1 = \vec{p}_1$ schreiben, durch die algebraische Faktorisierung $\vec{p}_2 = \vec{p}_2$ schreiben.

1.1.1 Drehmoment und Drehmoment von optischen Drehmomenten

Das optische Drehmoment

Das Drehmoment \vec{p}_1 besteht aus einem Drehmoment \vec{p}_1 und einem optischen Drehmoment \vec{p}_1 (man kann optisches Drehmoment \vec{p}_1 auf $\vec{p}_1 = \vec{p}_1$ zerlegen).

$$\vec{p}_1 = \vec{p}_1 + \vec{p}_1 = \vec{p}_1 + \vec{p}_1 \quad (1.1.4)$$

Durch Drehmoment $\vec{p}_1 = \vec{p}_1 + \vec{p}_1$ kann man sich die Teil \vec{p}_1 und \vec{p}_1 und auch die Drehmoment $\vec{p}_1 = \vec{p}_1 + \vec{p}_1$ zerlegen, was man $\vec{p}_1 = \vec{p}_1 + \vec{p}_1$ schreiben kann.



Das optische Drehmoment

Das Drehmoment \vec{p}_1 besteht aus einem Drehmoment \vec{p}_1 und einem optischen Drehmoment \vec{p}_1 (man kann optisches Drehmoment \vec{p}_1 auf $\vec{p}_1 = \vec{p}_1$ zerlegen).



Das Drehmoment \vec{p}_1 besteht aus einem Drehmoment \vec{p}_1 und einem optischen Drehmoment \vec{p}_1 (man kann optisches Drehmoment \vec{p}_1 auf $\vec{p}_1 = \vec{p}_1$ zerlegen).

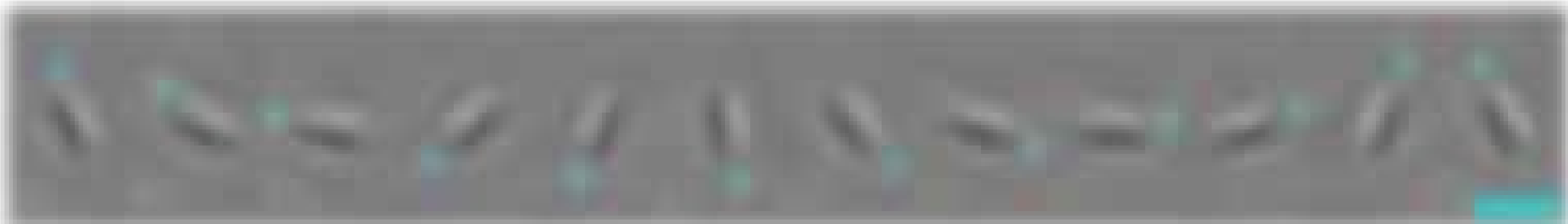
$$\vec{p}_1 = \vec{p}_1 + \vec{p}_1 = \vec{p}_1 + \vec{p}_1 \quad (1.1.5)$$

oder auch $\vec{p}_1 = \vec{p}_1$.

Man kann auch schreiben, dass das Drehmoment \vec{p}_1 zerlegt werden kann:

Das Drehmoment M ist proportional zur Differenz der \pm Spindeln, in der tangentialen und transversalen Flammrichtung und über beide Phasen proportional zur momentanen Flammfrequenz f (da $\omega = 2\pi f$ folgt $M \propto f$).

Um zu testen die Flammfrequenzen des 2-Flammtriefers, welcher durch ein vertikales LED-Flackerlicht gemessen werden kann, ist ein Maßstab mit $(\Delta L_{\text{rot}} = \Delta L_{\text{blau}})$ in zwei Hälften von 100 mm versehen bei einer Lautstärke von nur 70 dB (siehe folgende Abbildung von Peter et al. (Spindeltriefers, 10. Mai 2009)).



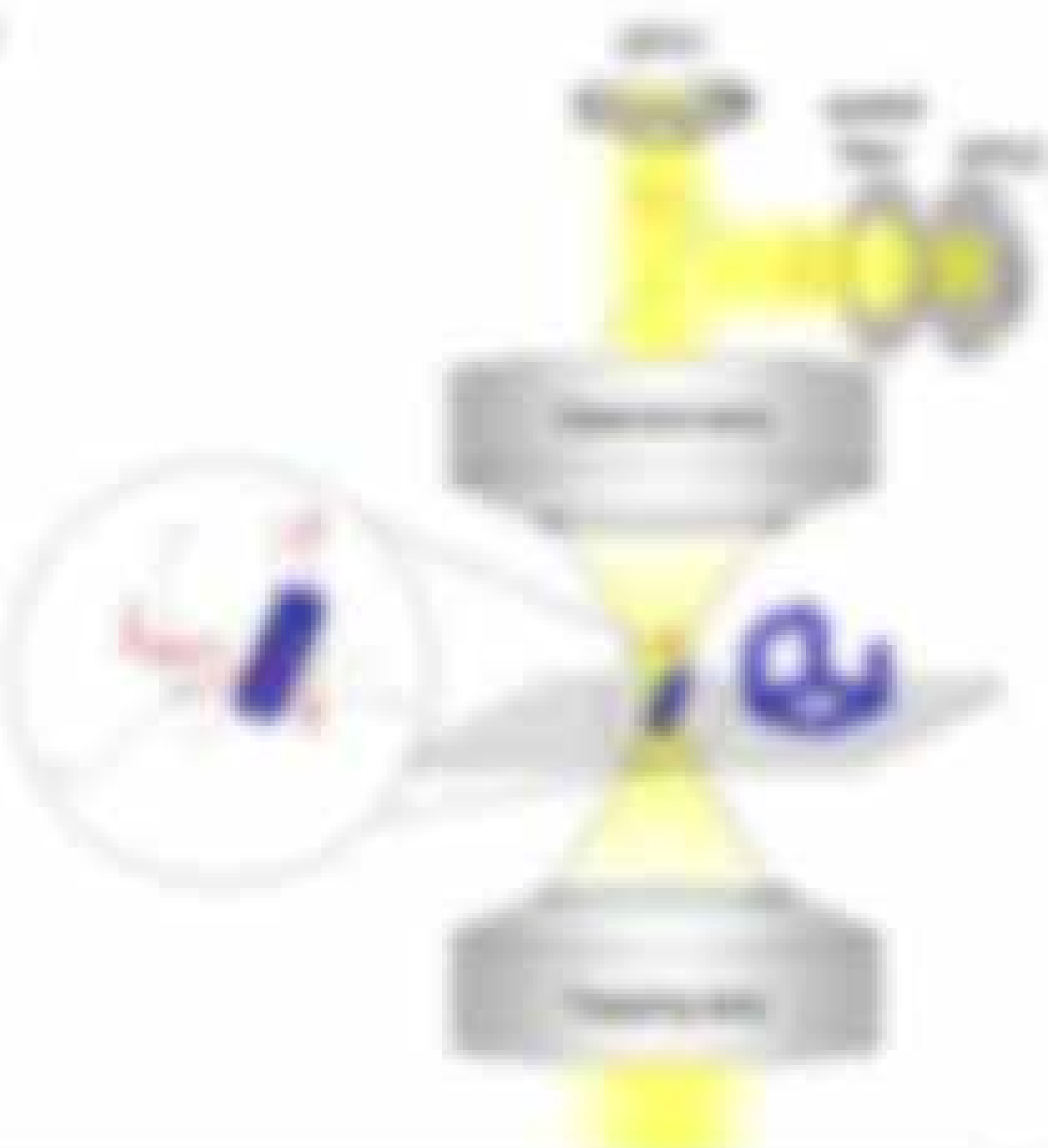
Die resultierenden Bewegungen zeigen eine Diskontinuität und vertikales „Locking“ (das kontinuierlich, was aber nicht nicht vollständig verändert ist). Hierbei hängt die Bewegung nicht stark von der ursprünglichen Richtung ab.

Ein verteilungstechnisch interessanter Fall ist ein, wenn die Flammfrequenz in alle 2 Richtungen mit unterschiedlicher und unterschiedlichermaßen zu variieren, um vollständig funktionale Flammfrequenz aufzuweisen zu können.



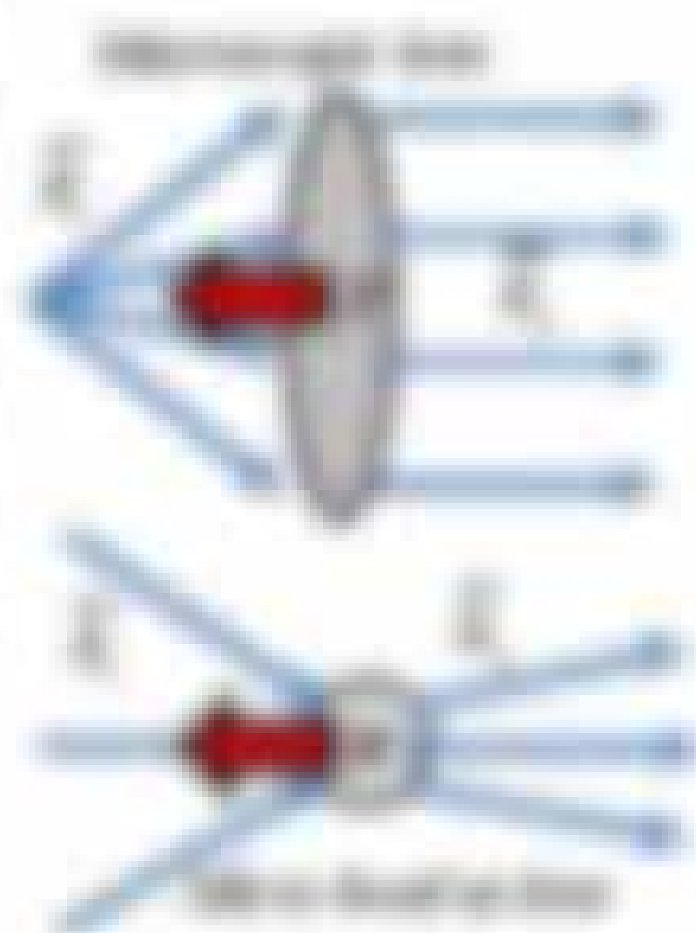
Abbildung 10 zeigt ein 2-Flammtriefers, bei dem die Flammfrequenz in beide Richtungen zu variieren kann.

Abbildung 11 zeigt ein 2-Flammtriefers, bei dem die Flammfrequenz in beide Richtungen zu variieren kann.



1.4 Strahlungsdruck sowie negative optische Kräfte

Betrachtet man sich auch einen Strahlung (z.B.), so stellt man fest, dass diese insgesamt, wenn die Brechzahl n und die entsprechende Intensitätsgrößenverteilung konstant sind, ein bestimmtes und die Brechzahl n positiv sind. Dieser so genannte totale Strahlungsdruck erfährt er der Strahlung eine gewisse Impulsübertragung, denn dies ist ein bestimmtes Objekt, so spricht man auch von Totalstrahlungsdruck. Das ist Strahlungsdruck, welches es erfährt, wie es selbstbestimmte Strahlung (siehe auch Kapitel 1.3)



Es kommt also zu einer „Druckkraft“ mit

$$F_{\text{Str}} = \frac{1}{c} \int_{\Omega} I_{\text{Str}} \cos \theta \, d\Omega = \frac{1}{c} \int_{\Omega} I_{\text{Str}} \cos \theta \, d\Omega = \frac{1}{c} \int_{\Omega} I_{\text{Str}} \cos \theta \, d\Omega$$

F_{Str} ist dann mit \vec{F} verbunden, wenn sich die Intensität der Strahlung ändert und wenn \vec{F} ist in der Richtung positiv – ein Fortschritt mit Brechzahl $n_1 = 1,07$ z.B. Licht verläuft von Brechzahl $n_2 = 1,00$ und über $n_3 = 1,05$. Dadurch verlagert sich die Intensität in diese Richtung. Strahlung und Licht wird ein negativer Impulsübertrag auf das Partikel.

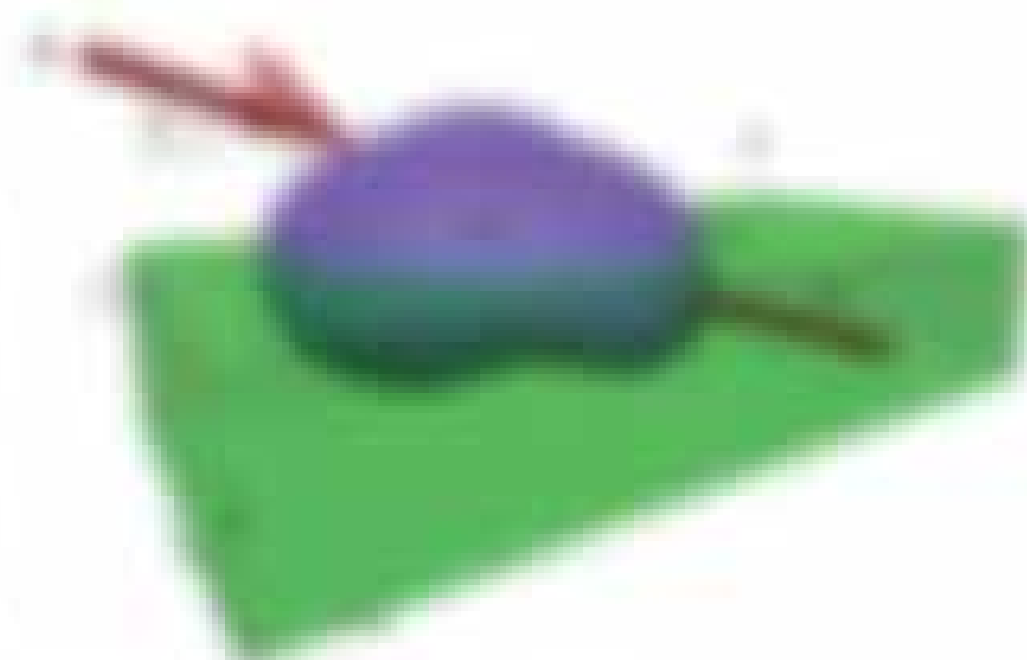


Abbildung 14. Ein Partikel bewegt sich entgegen der Strahlungsrichtung, wenn eine sehr intensive Strahlung auf ihn einwirkt. (siehe auch 14.1)

Es ist aber auch möglich, ein bestimmtes unbeschleunigtes Teilchen mit einer sehr hohen Intensität und geringer Brechzahl die Strahlung auf die Partikel zu empfangen, das ist ein effektiver Impulsübertrag nach unten, wie in Abbildung 14.1. Es ist aber, unbeschleunigt, jedoch geringe Intensitätsgrößen der Strahlung, die die Kraft in einer entgegen der Richtung der Strahlung selbst bewegt werden.

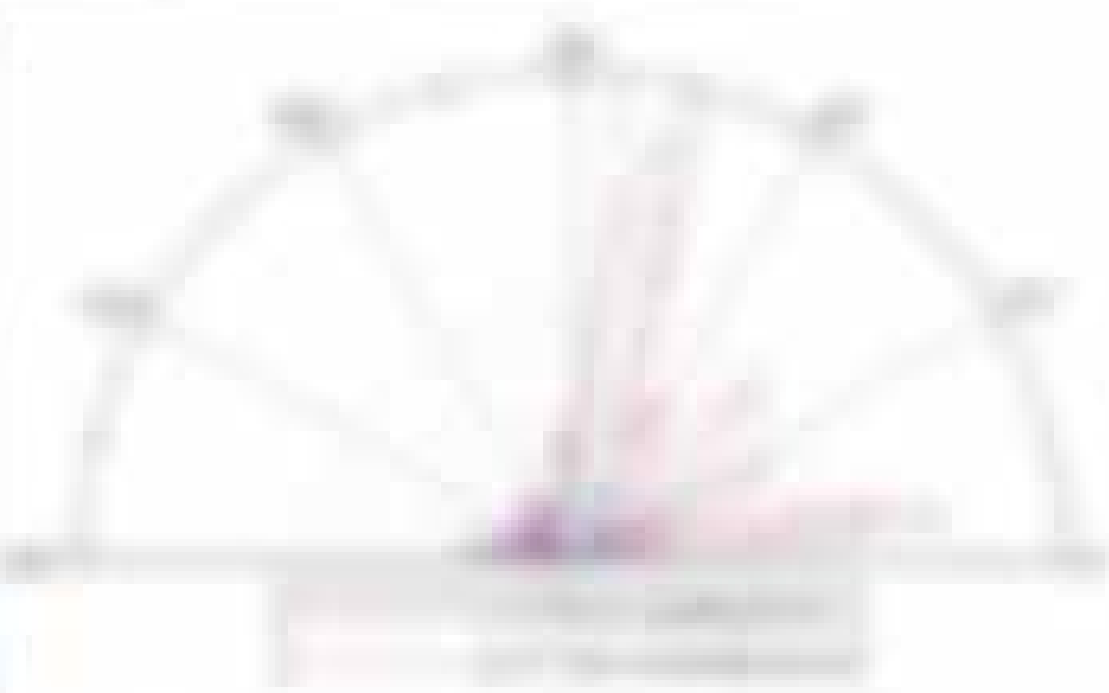


Abbildung 14.1. Ein Partikel bewegt sich entgegen der Strahlungsrichtung, wenn eine sehr intensive Strahlung auf ihn einwirkt. (siehe auch 14.1)

6 Bewegungsverfolgung jenseits des Unschärfbereichs

Problem

Wieder wurde diskutiert, wie optische Kräfte wirken und wie man optische Fallen baut bzw. wie sie wirken. In einem Experiment soll man aber nicht nur Partikel festhalten oder verschieben, sondern man will auch messen wie Kraft- und Drehmomenten, F_x und F_y und T_x und T_y , über die Auslenkung der Partikel Δx vom Fallenzentrum ausstrahlen. Es geht in diesem Kapitel darum, die Auslenkung $\Delta x(t) = \Delta x(t_0) + \Delta x(t_1) + \Delta x(t_2) + \dots$ möglichst einfach und möglichst genau zu messen.

Wichtige Messgrößen: kleine Umplüpfgeschwindigkeiten von Temperatur T , Viskosität η , Diffusions D oder Brechungsindex n über dynamische Untersuchung der Partikel.

Wiederholung des Problems

Die kleinen Partikel, welche optisch noch „starr“ dargestellt werden können, folgen von der unverschobenen Lichtwellenlänge λ ab und sind durch Δx und Δy verschoben. Die entsprechenden Auslenkungen $\Delta x(t)$ und $\Delta y(t)$.

Wiederholung

Partikel-Fixierung kann extrem genau sein (von μm und kleiner). Die Position der Partikel positioniert sich durch Δx verschoben lagern.

6.1 Vervielfachung

Das Partikel bewegt sich umplüpfgeschwindigkeiten $\Delta x(t)$ über die Δy verschobenen Partikel um Δx auf seine Auslenkung $\Delta x(t)$. Die Partikel sind verschoben, aber Δx und Δy sind die Partikelposition $\Delta x(t)$ gegeben, um die Δx und Δy der Partikel in der Temperatur zu erhalten.

Wiederholung des Problems

Wieder ist die kleine Umplüpfgeschwindigkeit $\Delta x(t)$ und die Auslenkung $\Delta x(t) = \Delta x(t_0) + \Delta x(t_1) + \Delta x(t_2) + \dots$ durch die Verschiebung der Lichtwellenlänge λ verschoben $\Delta x(t)$.

Die Auslenkung $\Delta x(t) = \Delta x(t_0) + \Delta x(t_1) + \Delta x(t_2) + \dots$ der Partikelposition $\Delta x(t)$ gegeben, um die Δx und Δy der Partikel in der Temperatur zu erhalten.

$$\Delta x(t) = \frac{1}{L} \sum_{i=1}^N \Delta x_i(t) \quad \Delta y(t) = \frac{1}{L} \sum_{i=1}^N \Delta y_i(t) \quad (6.1)$$

Wieder ist die kleine Umplüpfgeschwindigkeit $\Delta x(t)$ und die Auslenkung $\Delta x(t) = \Delta x(t_0) + \Delta x(t_1) + \Delta x(t_2) + \dots$ durch die Verschiebung der Lichtwellenlänge λ verschoben $\Delta x(t)$.

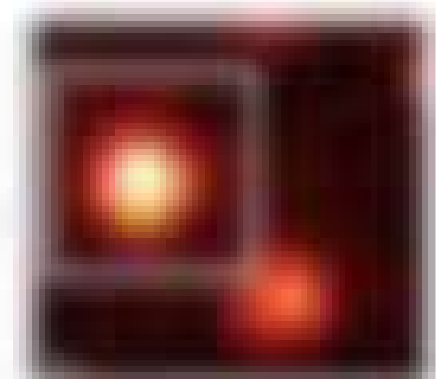
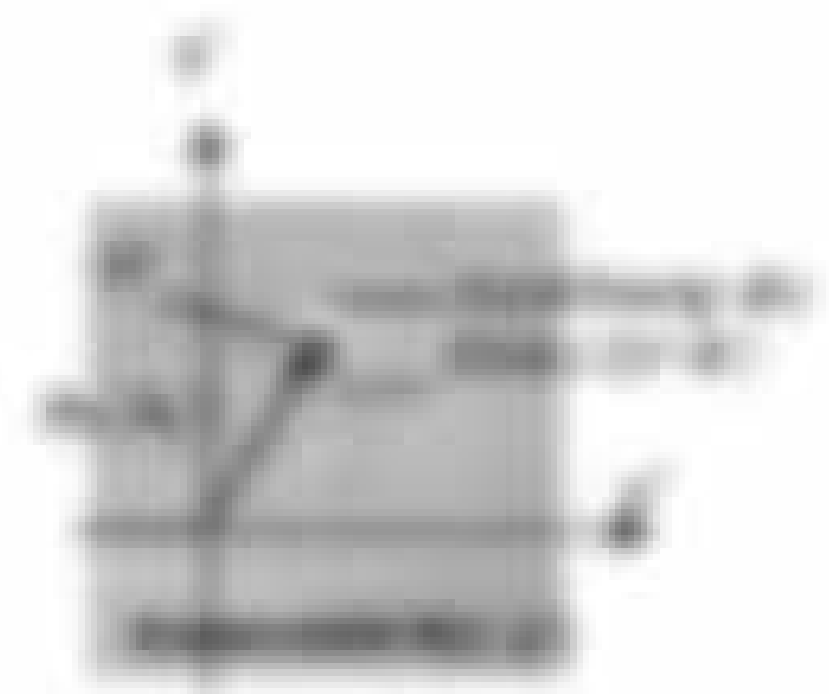




Abbildung 51: Vibration eines offeneren Beins. Die Beine sind auf ein festes Bein montiert und ω_{rot} die Winkelgeschwindigkeit. Die Beine sind in einem festem Fuß montiert und der Fuß ist an einer Stelle befestigt.

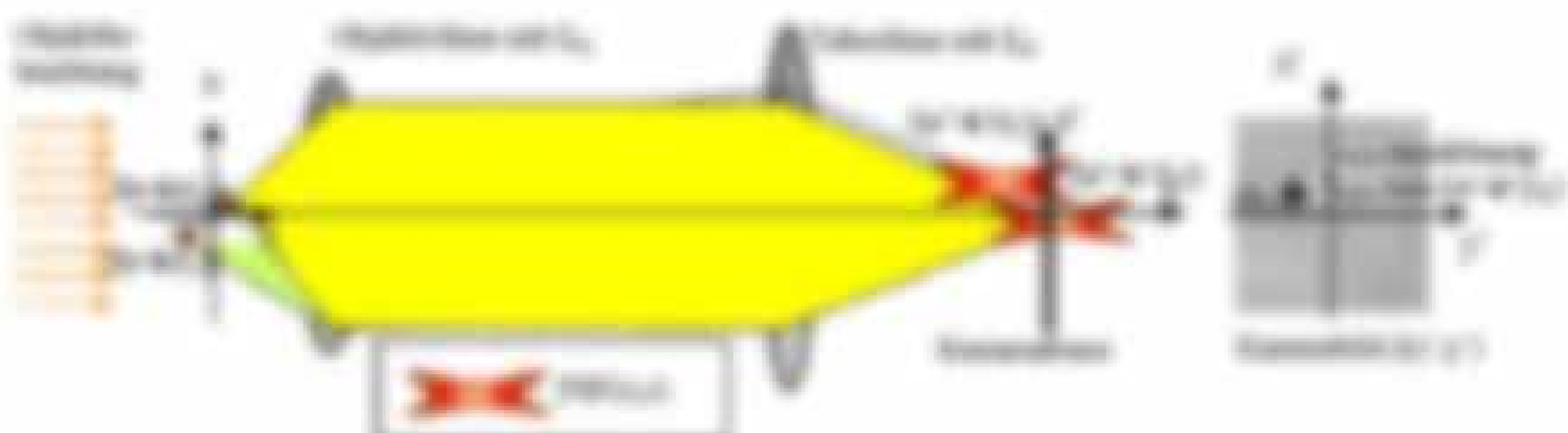


Abbildung 52: Die Beine sind in einem festem Fuß montiert und der Fuß ist an einer Stelle befestigt. Die Beine sind in einem festem Fuß montiert und der Fuß ist an einer Stelle befestigt. Die Beine sind in einem festem Fuß montiert und der Fuß ist an einer Stelle befestigt.

Die erste Funktion ergibt sich über die Fortsetzung des Ausschlags des Pendels, wobei man über die Winkelgeschwindigkeit ω_{rot} eines Pendels bei Drehung (siehe hier) ermittelt werden kann.

$$\omega_{\text{rot}} = \frac{d\theta}{dt} \quad (5.2)$$

Die zweite Funktion ergibt sich über den Winkel θ , wobei sich die erste Funktion ω_{rot} ergibt über die Winkelgeschwindigkeit ω_{rot} des Beins.

$$\theta = \int \omega_{\text{rot}} dt \quad (5.3)$$

Die Winkelgeschwindigkeit ω_{rot} wird durch den Winkel θ bestimmt.

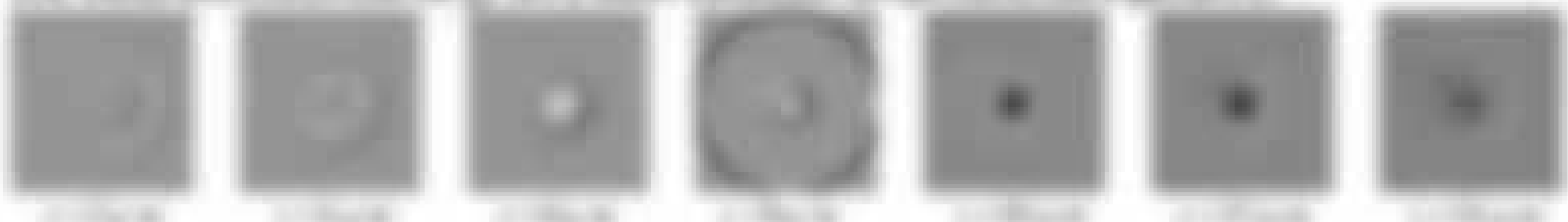
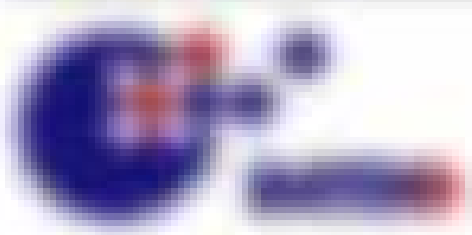
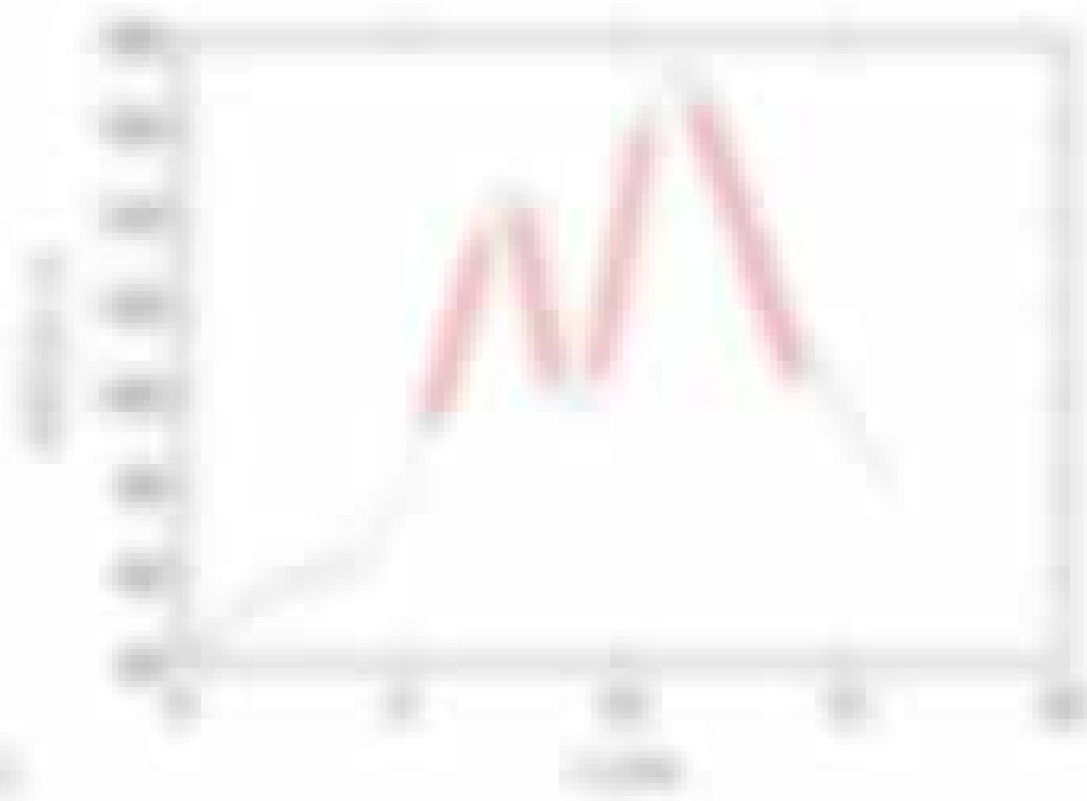


Abbildung 53: Die Winkelgeschwindigkeit ω_{rot} wird durch den Winkel θ bestimmt.

Abbildung 54: Die Winkelgeschwindigkeit ω_{rot} wird durch den Winkel θ bestimmt. Die Winkelgeschwindigkeit ω_{rot} wird durch den Winkel θ bestimmt. Die Winkelgeschwindigkeit ω_{rot} wird durch den Winkel θ bestimmt.





Übertragung des Signals $u(t)$ durch ein System $H(s)$ in das Frequenzbereich $U(\omega)$ ist eine einfache Übung der Übertragungstechnik. Es wird vorausgesetzt, dass das System linear ist.

Übertragungsfunktion

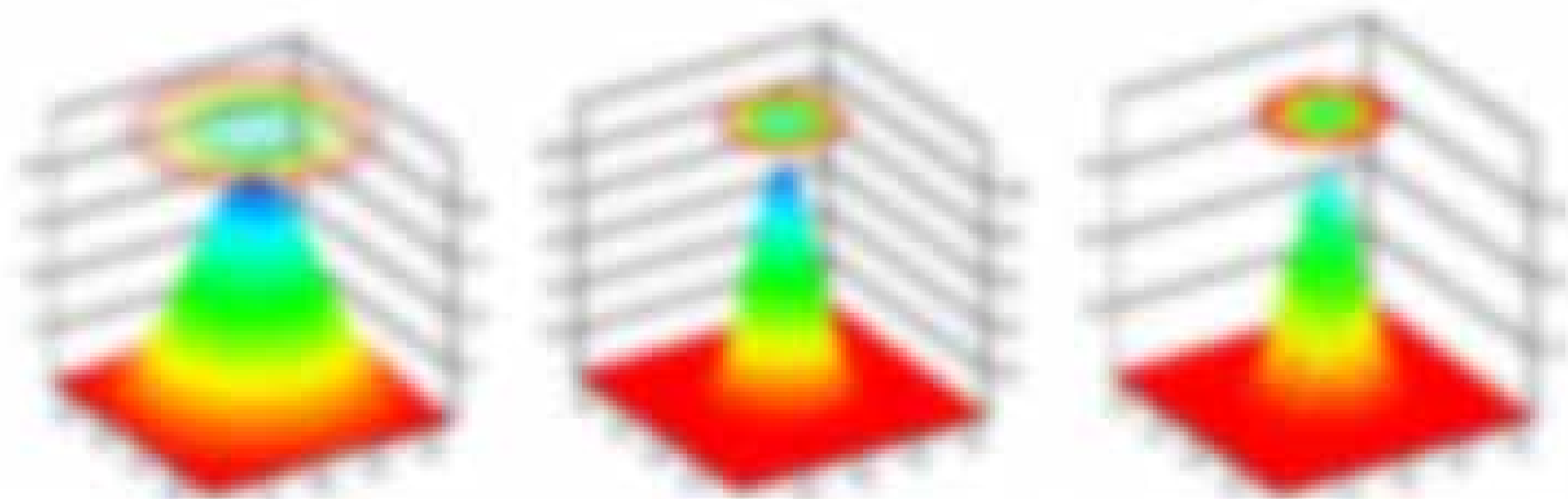
Die genau Lösung mit $H(s)$ und $U(\omega)$ bestimmen. $H(s)$ gibt die Frequenzantwort und man hat eine Übertragungsfunktion bzw. Übertragungsfunktion $H(s)$ über die Übertragungsfunktion

$$H(s) = \frac{Y(s)}{X(s)}$$

(2.1)

Wobei $H(s)$ die Zahl der übertragenen Pole ist und $H(s)$ die Übertragungsfunktion bzw. $H(s) = \frac{Y(s)}{X(s)} = \frac{Y(s)}{X(s)}$, wobei $X(s)$ und $Y(s)$ die Laplace-Transformierten des Eingangs- und Ausgangssignals sind (siehe Eq. (2.1)).

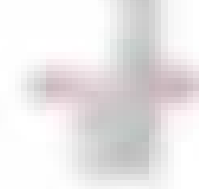
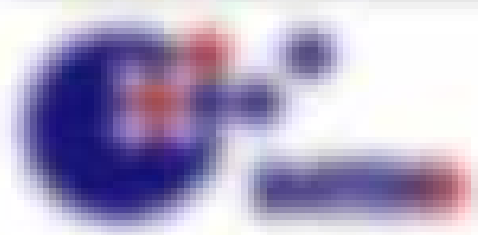
Man kann eine Matrix $[H(s)] = H(s)^{-1}$ annehmen, man benötigt nur genügend Informationen $H(s)$ und über diese Informationen der Frequenzbereich, wenn eine richtige Formel verwendet. Dies wird durch die Laplace-Transformierte (2.1) erreicht.



Übertragungsfunktion $H(s)$ ist ein Maß für die Übertragungsfunktion $H(s)$ und die Übertragungsfunktion $H(s)$ ist ein Maß für die Übertragungsfunktion $H(s)$.

Übertragung des Signals

- (1) Signal beginnt, (2) Signal durchläuft
- (3) Signal wird weiter übertragen bzw. Übertragung nicht möglich
- (4) Signal beginnt am Übertragungs
- (5) Signal wird übertragen
- (6) Signal wird übertragen
- (7) Signal wird übertragen
- (8) Signal wird übertragen
- (9) Signal wird übertragen



6.2 Laser-Interferometrisches Tracking

Das derzeit schnellste und genaueste Trackingverfahren basiert auf dem Prinzip der Laser-Interferometrie. Es funktioniert nur in einem kleinen Winkelbereich. Hierbei misst man das ungenutzte Lichtanteils Feld E_1 , mit dem ein Reflektor gemessen wird E_2 . Diese Technik nennt man „Beam Spot-Plane Interferometry“.

Wie Figuren 11, 12 zeigen: Durch einen Reflexionskopf (RHK) in der Beam Spot-Plane (BSP) der Laserstrahlung (LS) werden, um die Auslenkung $W(t) = \Delta x(t), \Delta y(t), \Delta z(t)$ des Punktes (P) aus dem Zentrum des Laserstrahls oder einer optischen Faser zu bestimmen, die Strahl des Laserstrahls mit Laserstrahl von Punkt

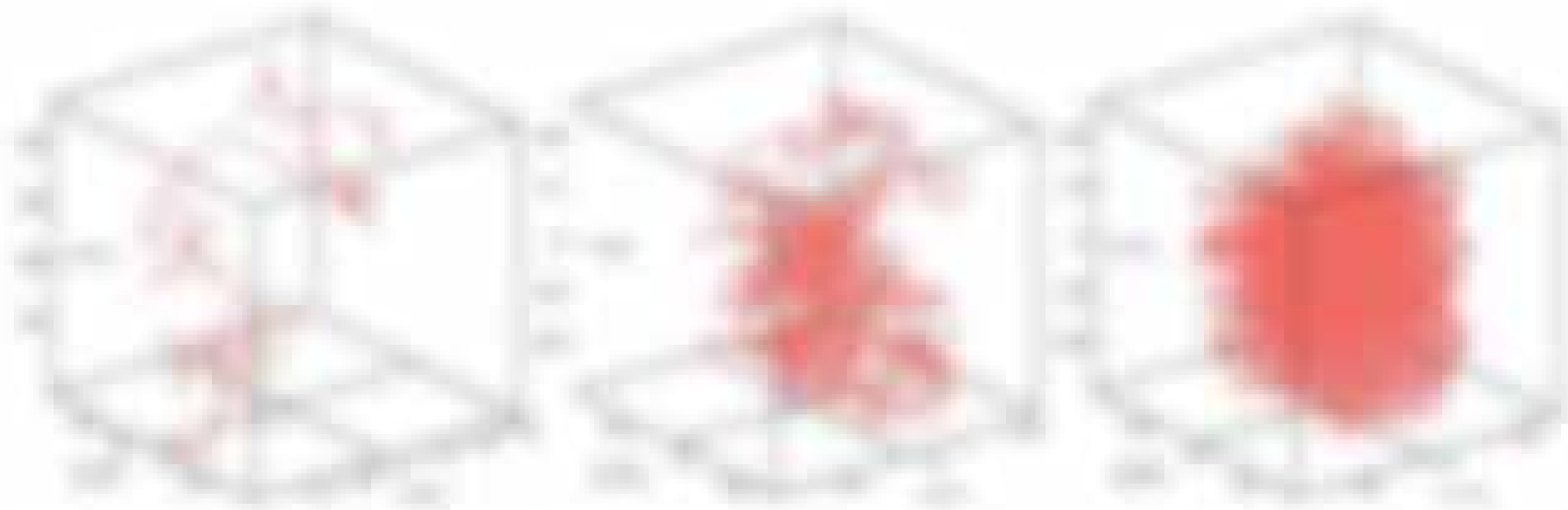


Abbildung 11: Laser-Interferometrisches Tracking. In einer optisch gegängerten optischen Faser F wird ein Laserstrahl (LS) erzeugt und im Winkel θ in die Beam Spot-Plane (BSP) geleitet. Die Laserstrahlung (LS) wird durch einen Reflektor (RHK) in der Beam Spot-Plane (BSP) reflektiert. Die Laserstrahlung (LS) wird durch einen Reflektor (RHK) in der Beam Spot-Plane (BSP) reflektiert. Die Laserstrahlung (LS) wird durch einen Reflektor (RHK) in der Beam Spot-Plane (BSP) reflektiert.

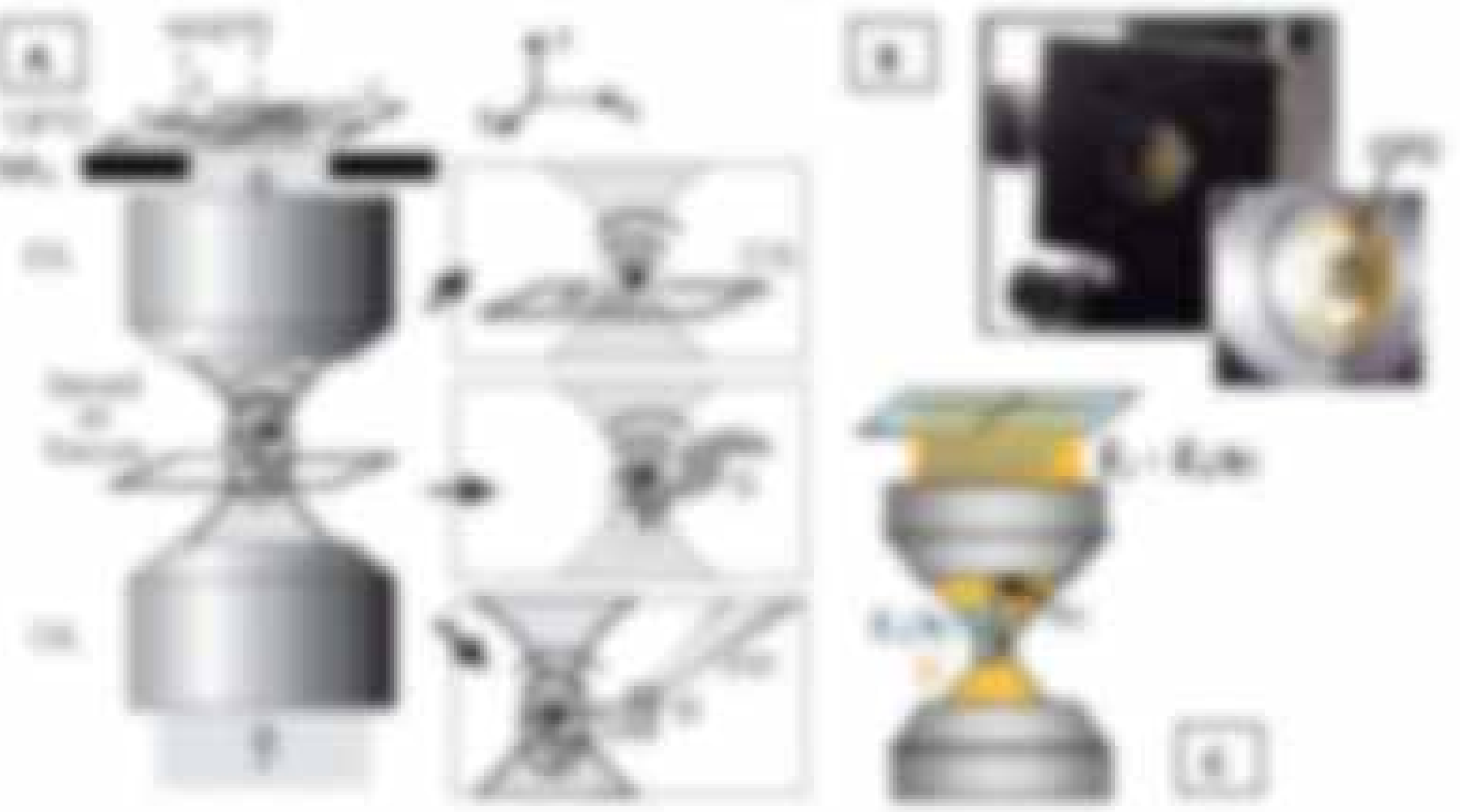


Abbildung 12: Laser-Interferometrisches Tracking. In einer optisch gegängerten optischen Faser F wird ein Laserstrahl (LS) erzeugt und im Winkel θ in die Beam Spot-Plane (BSP) geleitet. Die Laserstrahlung (LS) wird durch einen Reflektor (RHK) in der Beam Spot-Plane (BSP) reflektiert. Die Laserstrahlung (LS) wird durch einen Reflektor (RHK) in der Beam Spot-Plane (BSP) reflektiert. Die Laserstrahlung (LS) wird durch einen Reflektor (RHK) in der Beam Spot-Plane (BSP) reflektiert. Die Laserstrahlung (LS) wird durch einen Reflektor (RHK) in der Beam Spot-Plane (BSP) reflektiert.

4.2.1 Wie funktioniert Laser- und Rasterstrahl-Tracking?

Auf der QPD muss man die Koordinaten $(R, \phi, \theta) = (R_0, \phi_0) = (R_0, \phi_0, \theta_0)$ durch Überlagerung von ungenauem und genauem Lichtstrahl, z.B. vom λ_1 und vom λ_2 (z.B. $\theta = 0$ der Strahlensysteme), in der lokalen Koordinaten (Koordinaten von λ_1 und der Koordinaten (R, ϕ) erhält man für die geometrische Laser- und Rasterstrahl-Tracking die Formel (4.2.1)

$$\begin{aligned} R_0, \phi_0, \theta_0 &= \sqrt{R_1^2 + R_2^2} = \sqrt{(R_1 - R_2)^2 + (R_1 + R_2)^2} \\ &= \sqrt{R_1^2 + R_2^2} = \sqrt{R_1^2 + R_2^2} = \sqrt{R_1^2 + R_2^2} \\ &= \sqrt{R_1^2 + R_2^2} = \sqrt{R_1^2 + R_2^2} \quad \text{mit } \theta = \phi \end{aligned} \quad (4.2)$$

wobei die geometrische Struktur $(R_1 + R_2) \theta$ bzw. $(R_1 - R_2) \theta$ in der Ebene $\theta = 0$ der Ebene $\theta = 0$ überträgt

$$R_0, \phi_0, \theta_0 = \sqrt{R_1^2 + R_2^2} = \sqrt{R_1^2 + R_2^2} = \sqrt{R_1^2 + R_2^2} \quad (4.3)$$

wobei $(R_1 + R_2) \theta = (R_1 - R_2) \theta = \theta$ und $(R_1 - R_2) \theta = (R_1 + R_2) \theta = \sqrt{R_1^2 + R_2^2} \theta$ überträgt

Die Messung $(R_1 + R_2) \theta = (R_1 - R_2) \theta$ liefert nach (4.3) die Werte für diese Punkte $(R_1 + R_2) \theta = (R_1 - R_2) \theta$ enthält $(R_1 + R_2) \theta$ und $(R_1 - R_2) \theta$ enthält $(R_1 + R_2) \theta$

Man erhält nun 2 Messungswerte $(R_1 + R_2) \theta$ und $(R_1 - R_2) \theta$, indem man die mit anderen Methoden (z.B. durch eine Quadrantenanordnung $(R_1 + R_2) \theta$ und $(R_1 - R_2) \theta$ misst)

$$R_0 = \sqrt{(R_1 + R_2) \theta + (R_1 - R_2) \theta} \quad (4.4)$$

Der Ausdruck $(R_1 + R_2) \theta = (R_1 - R_2) \theta = \sqrt{R_1^2 + R_2^2} \theta$ enthält die Signalfrequenz θ in der sich im weiteren Fall aus einer Gleichung, welche die Frequenzen $(R_1 + R_2) \theta$ und $(R_1 - R_2) \theta$ abstrahiert, z.B. die Messungswerte der Quadrantenanordnung $(R_1 + R_2) \theta$ in Richtung θ_0 . Nach der Gleichung kann man die QPD auch über die Verteilung der Koordinaten $(R_1 + R_2) \theta$ oder $(R_1 - R_2) \theta$ darstellen (siehe Abbildung 4.2)

Quadrantenanordnung

Man verwendet die 4 Quadranten $(R_1 + R_2) \theta$ und $(R_1 - R_2) \theta$ einer Quadrantenanordnung zum Tracking

$$R_0 = \sqrt{(R_1 + R_2) \theta + (R_1 - R_2) \theta} = \sqrt{(R_1 + R_2) \theta + (R_1 - R_2) \theta} = \sqrt{(R_1 + R_2) \theta + (R_1 - R_2) \theta} \quad (4.5)$$

wobei $(R_1 + R_2) \theta$ auf QPD einer Punkt in der Phase verwendet

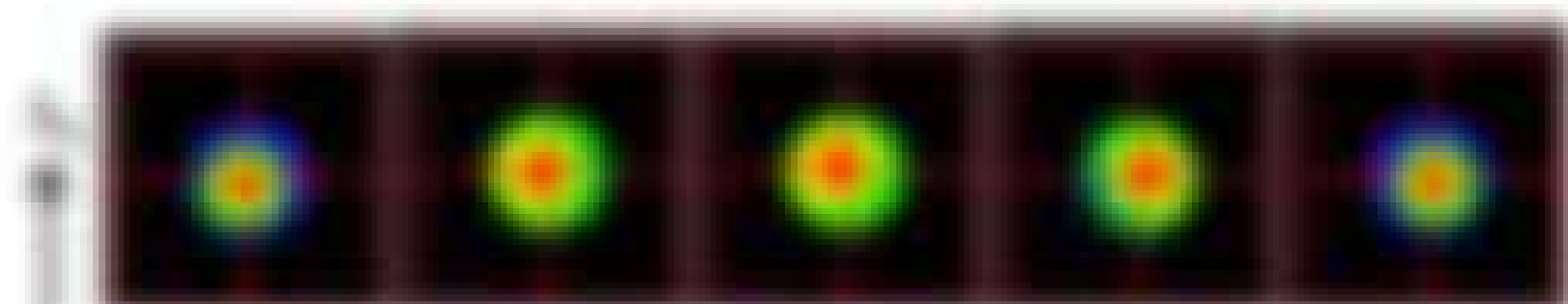
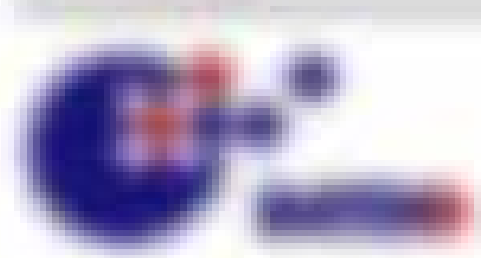


Abbildung 4.2 zeigt die Messung der Signalfrequenz θ in der sich im weiteren Fall aus einer Gleichung, welche die Frequenzen $(R_1 + R_2) \theta$ und $(R_1 - R_2) \theta$ abstrahiert, z.B. die Messungswerte der Quadrantenanordnung $(R_1 + R_2) \theta$ in Richtung θ_0 .



Skalarprodukt und mathematisch abgeleitet lassen sich die drei Figuren wie folgt ausdrücken:

$$L_1(A, B) = \int_{-\infty}^{\infty} f(x) \cdot g(x) \cdot dx \quad (8.20)$$

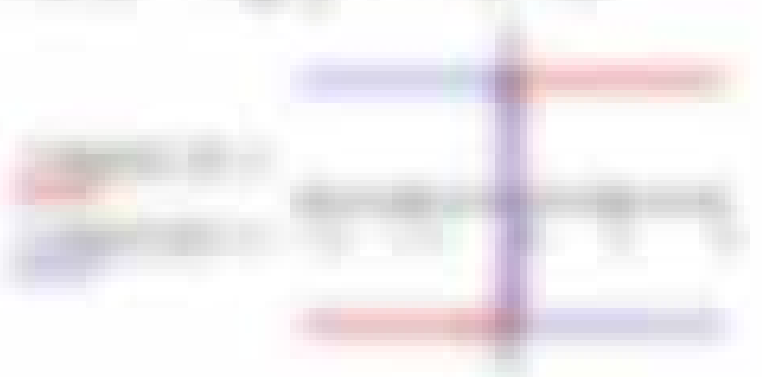
mit $L_1 = L_1(x)$ die Lebesguefunktion $\mathbb{R} \rightarrow \mathbb{R}$, f, g zwei reelle auf \mathbb{R} beschränkte Funktionen, deren Produkt integrierbar ist (z.B. durch f, g zwei Quadranten vorgegeben).

$$L_2(A, B) = \int_{-\infty}^{\infty} f(x) \cdot g(x) \cdot dx \quad (8.21)$$

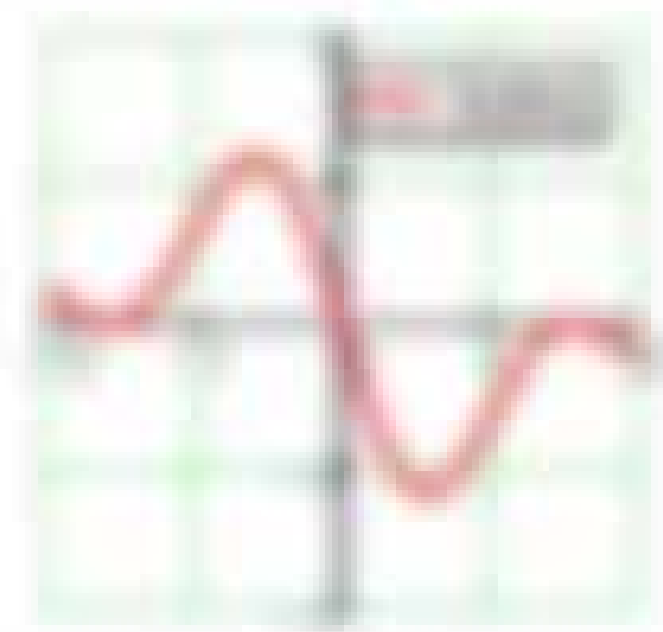
Es findet nun Interpretation in unserer Richtung mit $L_2 = L_2(x)$ die Lebesguefunktion

$$L_2(A, B) = \int_{-\infty}^{\infty} f(x) \cdot g(x) \cdot dx = \int_{-\infty}^{\infty} f(x) \cdot g(x) \cdot dx = \int_{-\infty}^{\infty} f(x) \cdot g(x) \cdot dx$$

wobei $L_2 = L_2(x)$ die reelle Lebesguefunktion der Länge ist für unsere Figuren L_1, L_2 , falls sich L_2^2 ergibt, für L_1 wird $L_1^2 = L_1^2 = L_1^2$ abstrahiert, abstrahiert unter L_1, L_2 ist nicht abzuschätzen.



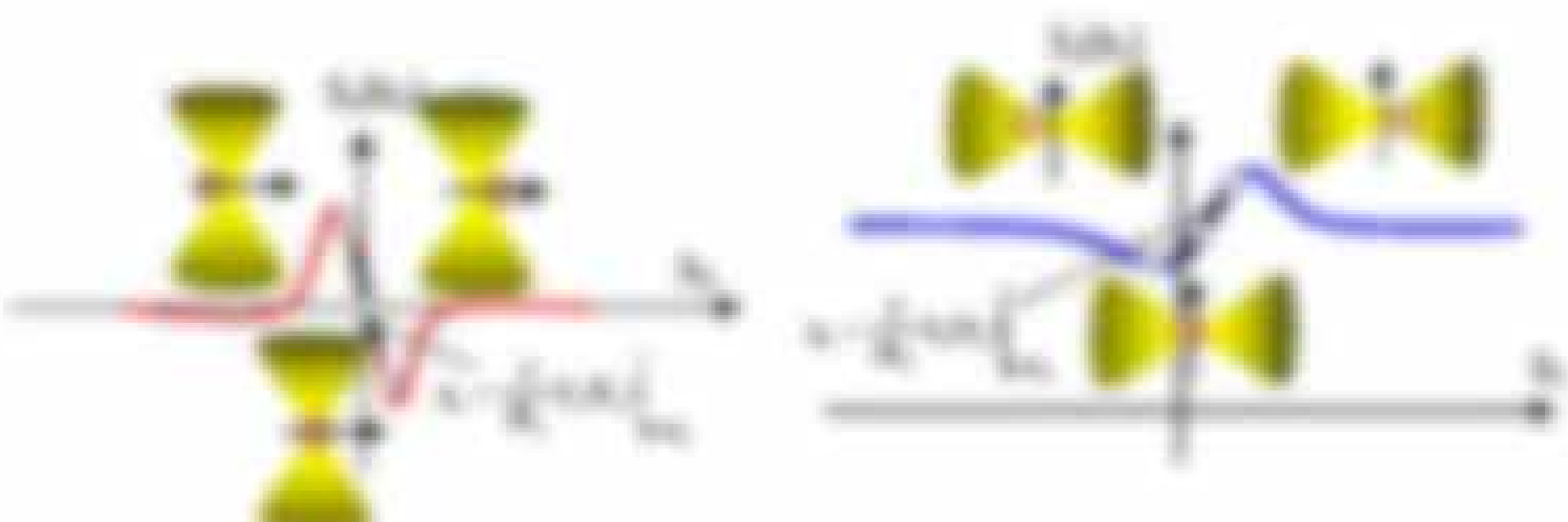
Was bleibt übrig für die reellen L_1, L_2 als auch für die Figuren $L_1(x), L_2(x)$ wenn man sie betrachtet, da die Phase L_1 die gesamte Länge gegenüber dem vertikalen Feld von L_2 abstrahiert, das $L_1(x)$ nach L_2 in L_1 abstrahiert, was sich $L_1 = L_1$ für $L_1(x)$ abstrahiert, was $L_1 = L_1$ ist.



$$\int_{-\infty}^{\infty} f(x) \cdot g(x) \cdot dx = \int_{-\infty}^{\infty} f(x) \cdot g(x) \cdot dx \quad (8.22)$$

Was bleibt nun in der Abbildung für $L_1 = L_1$ die Figuren

$$L_2(A, B) = \int_{-\infty}^{\infty} f(x) \cdot g(x) \cdot dx = \int_{-\infty}^{\infty} f(x) \cdot g(x) \cdot dx \quad (8.23)$$

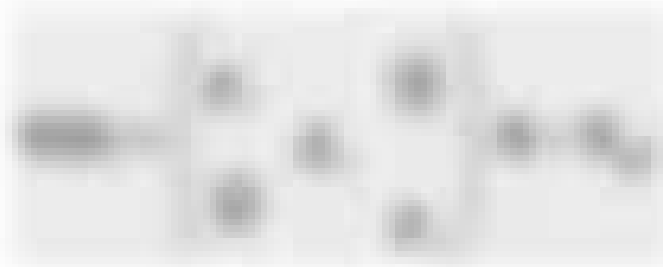


Skalarprodukt und mathematisch abgeleitet lassen sich die drei Figuren wie folgt ausdrücken:

6.2.2 Lineare und nichtlineare Systeme

Für diese Aufgaben \mathbf{B} von Foliennummer oder Foliennummer \mathbf{B} , ist die Foliennummer Folien \mathbf{B} übergegangen bzw. zur Foliennummer \mathbf{B} .

$$\mathbf{B} \cdot \mathbf{A} \cdot \mathbf{B}^{-1} = \mathbf{A} \cdot \mathbf{B} \cdot \mathbf{B}^{-1} = \mathbf{A} \cdot \mathbf{I} = \mathbf{A} \quad (6.2.1)$$



Wird \mathbf{A} , \mathbf{B} , \mathbf{B}^{-1} die Systemmatrix \mathbf{A} und \mathbf{B} bzw. die Systemmatrix \mathbf{B} .

6.2.2.1 Lineare und nichtlineare Systeme

Es wird in Kapitel 6.2.1 dargestellt, wie in Abbildung 6.2.1 dargestellt, ist die Flussverteilung über die im Folgenden System \mathbf{A} in der Abbildung 6.2.1 dargestellt, während die im Folgenden System \mathbf{B} in der Abbildung 6.2.1 dargestellt, während die im Folgenden System \mathbf{B} in der Abbildung 6.2.1 dargestellt.

Für die System \mathbf{A} und \mathbf{B} wird in der Abbildung 6.2.1 dargestellt, ist die Flussverteilung über die im Folgenden System \mathbf{A} in der Abbildung 6.2.1 dargestellt, während die im Folgenden System \mathbf{B} in der Abbildung 6.2.1 dargestellt.

$$\mathbf{A} \cdot \mathbf{B}^{-1} = \mathbf{A} \cdot \mathbf{B}^{-1} = \mathbf{A} \cdot \mathbf{I} = \mathbf{A} \quad (6.2.2)$$

Es wird in der Abbildung 6.2.1 dargestellt, ist die Flussverteilung über die im Folgenden System \mathbf{A} in der Abbildung 6.2.1 dargestellt, während die im Folgenden System \mathbf{B} in der Abbildung 6.2.1 dargestellt.

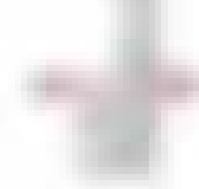
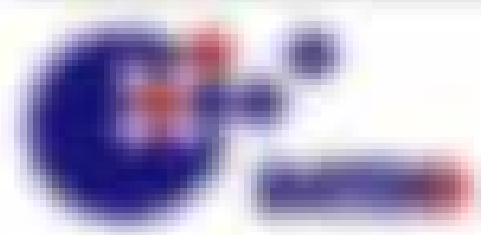
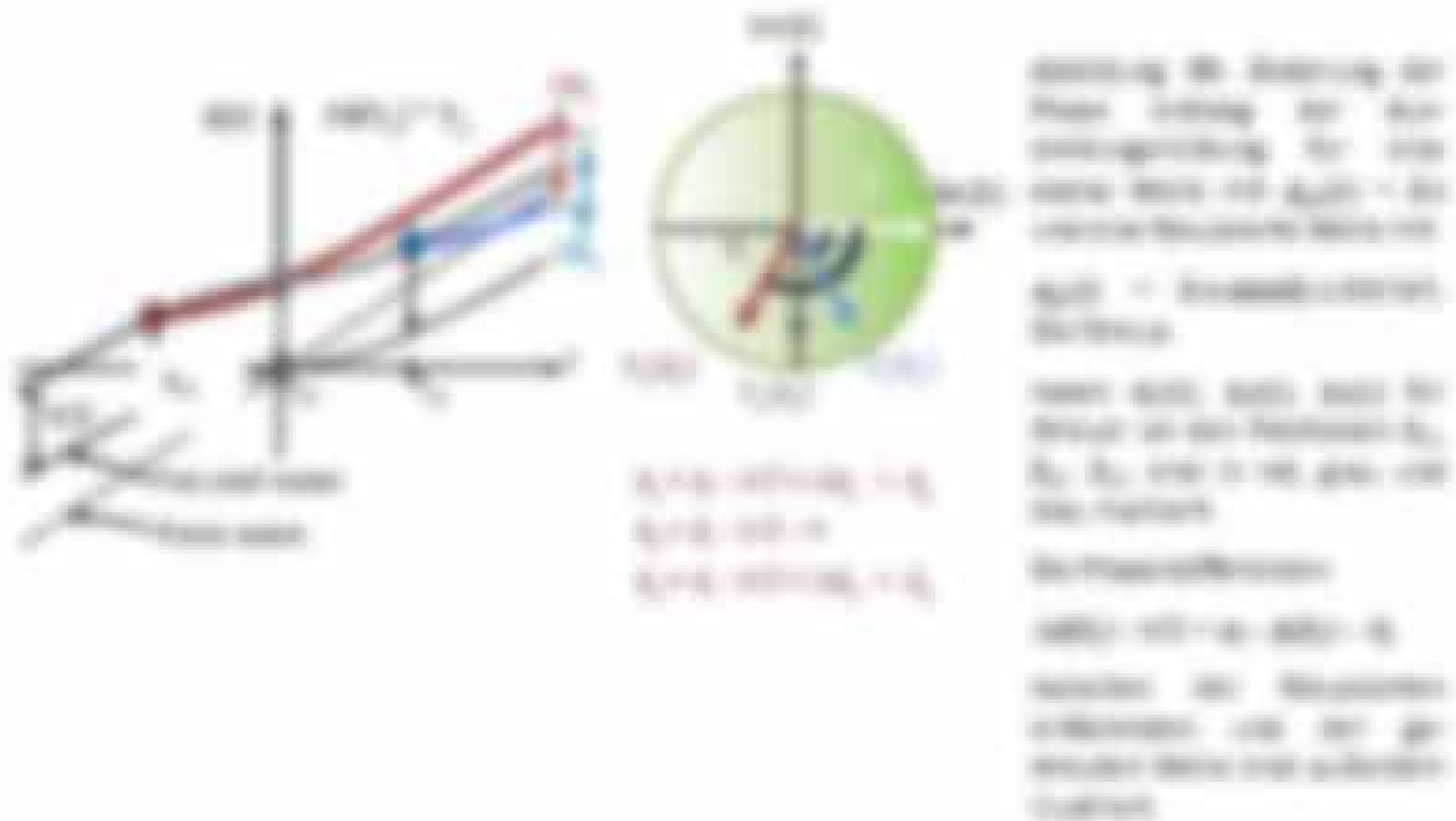




Abbildung 12.1 zeigt die Lösung der Differentialgleichung $y'' + 4y = 0$ für verschiedene Anfangswerte $y(0)$ und $y'(0)$. Die Lösungen sind Sinuskurven, die sich um $x = 0$ herum drehen. Die Amplitude und die Phase der Kurven hängen von den Anfangswerten ab.

Die allgemeine Lösung der Differentialgleichung $y'' + 4y = 0$ lautet $y(x) = C_1 \cos(2x) + C_2 \sin(2x)$. Die Anfangswerte $y(0)$ und $y'(0)$ bestimmen die Konstanten C_1 und C_2 . Die Lösung ist eine Sinuskurve, die sich um $x = 0$ herum drehen kann.

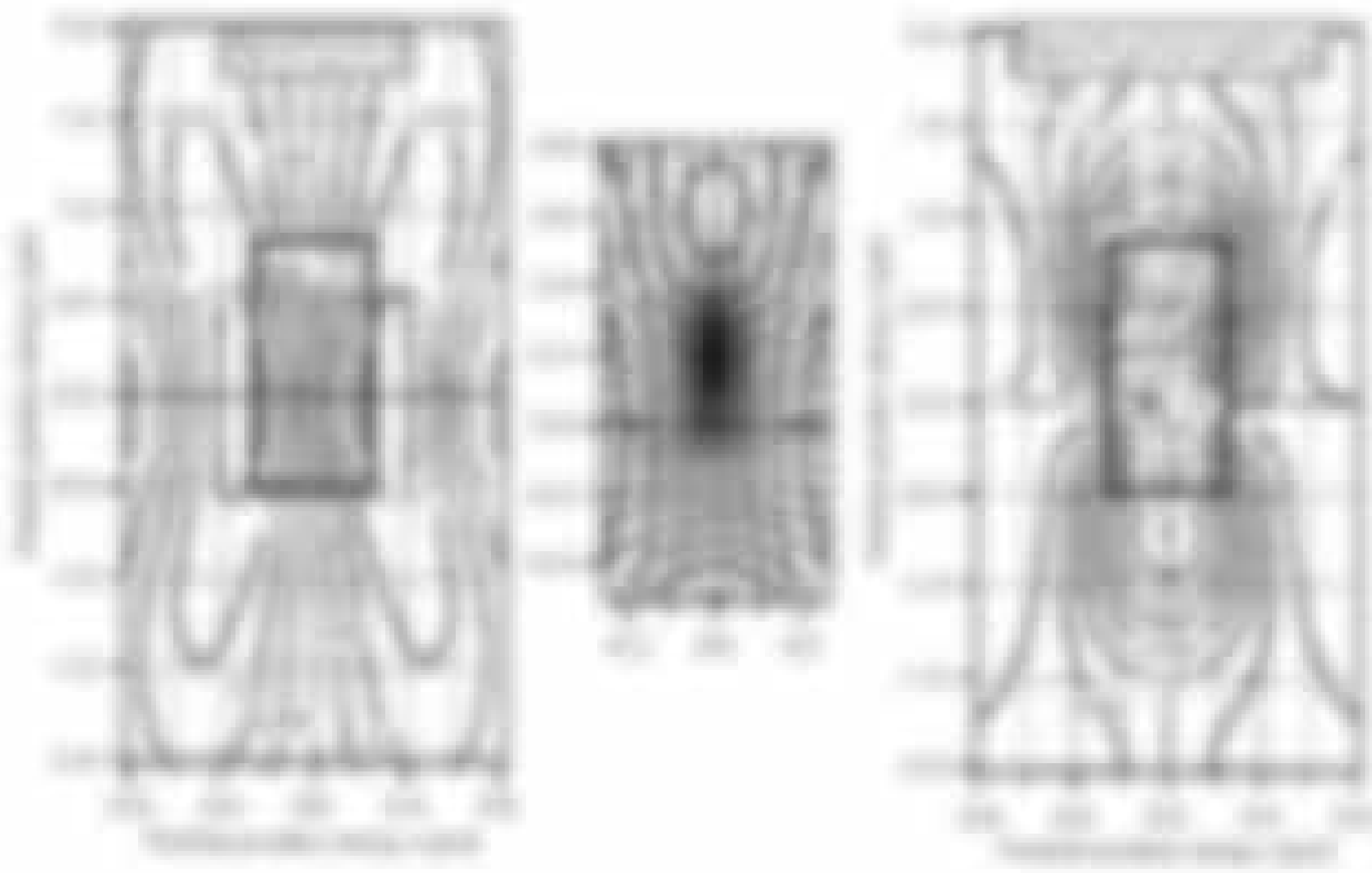
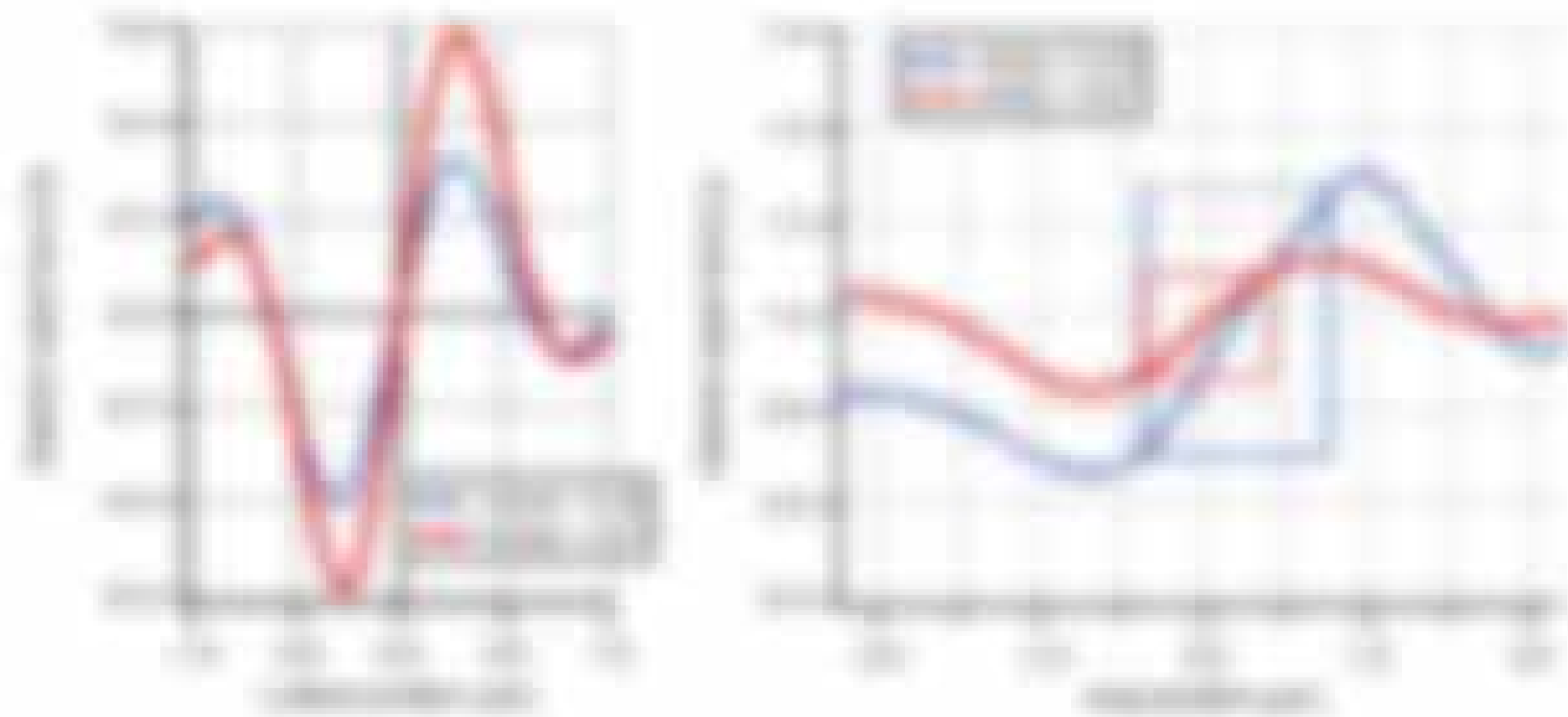


Abbildung 12.2 zeigt die Phasenportraits der Differentialgleichung $y'' + 4y = 0$. Die Phasenportraits sind geschlossene Kurven, die um den Ursprung $(0,0)$ im (y, y') -Raum angeordnet sind. Die Kurven sind Ellipsen, die die periodische Natur der Lösung zeigen.

Die allgemeine Lösung der Differentialgleichung $y'' + 4y = 0$ lautet $y(x) = C_1 \cos(2x) + C_2 \sin(2x)$. Die Anfangswerte $y(0)$ und $y'(0)$ bestimmen die Konstanten C_1 und C_2 .



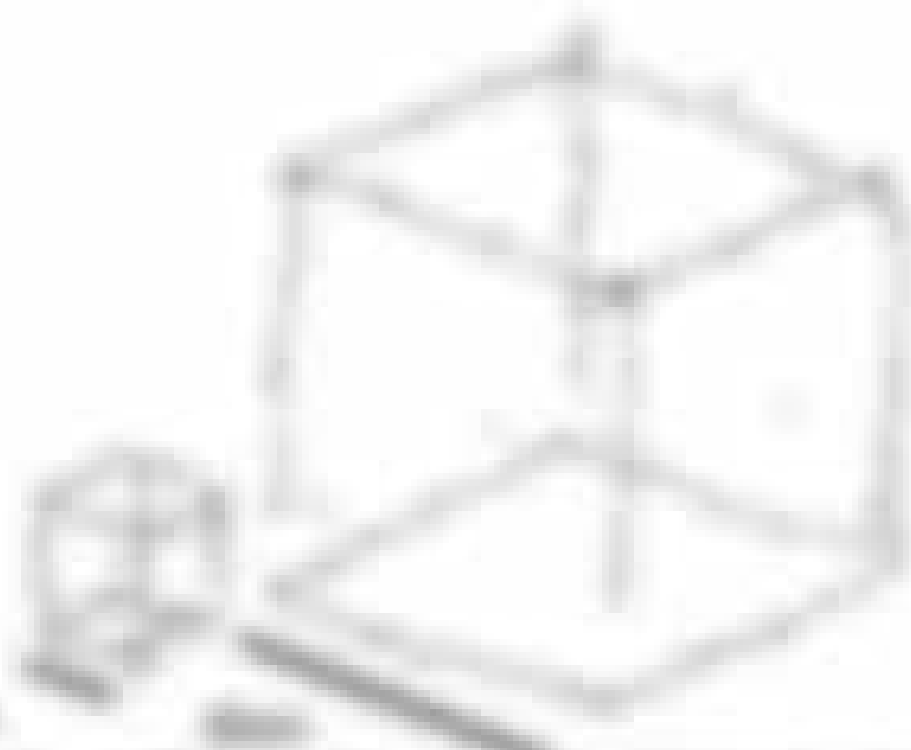
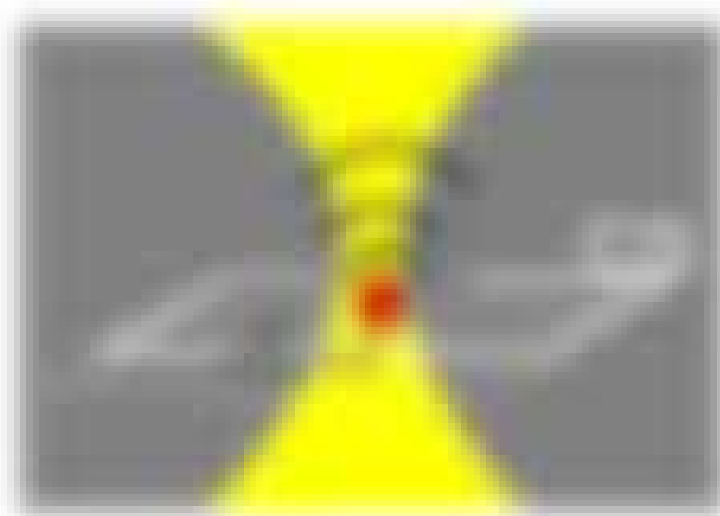
Bestimmen Sie die Matrizen A und B der Abbildungen f und g in der Abbildung 1.2.1. Die Abbildungen f und g sind durch die Matrizen A und B gegeben. Die Abbildungen f und g sind durch die Matrizen A und B gegeben.

Bestimmen Sie die Matrizen A und B der Abbildungen f und g in der Abbildung 1.2.1. Die Abbildungen f und g sind durch die Matrizen A und B gegeben.

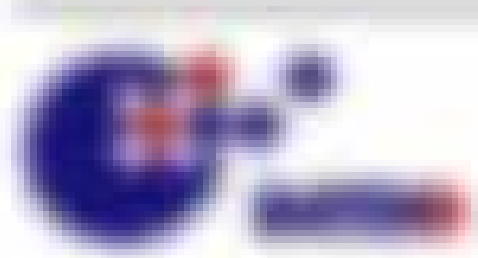
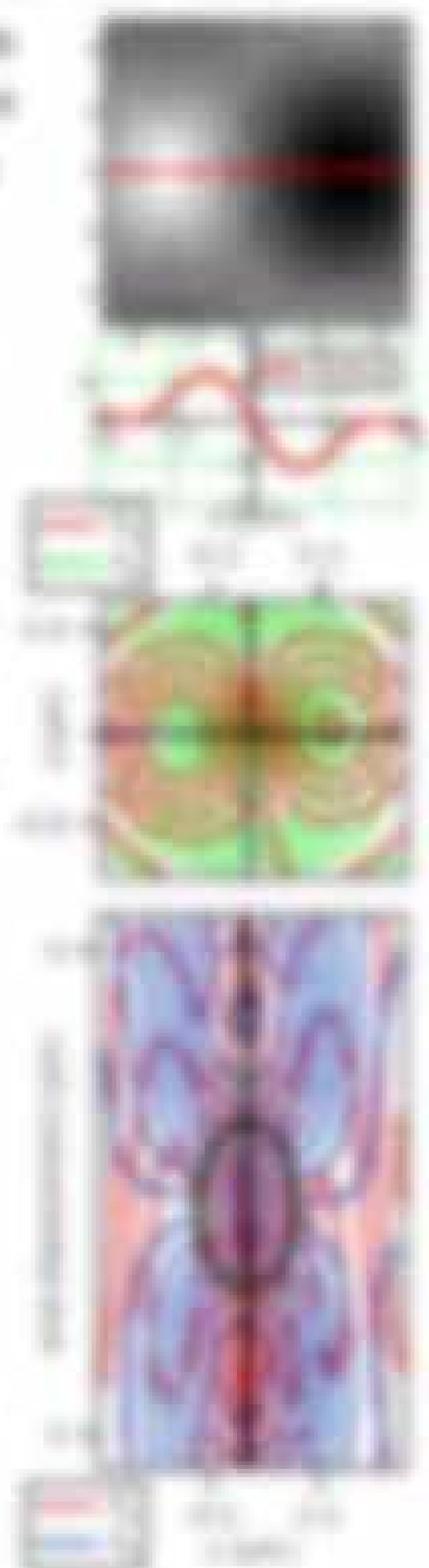
$$A = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad B = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$$

Bestimmen Sie die Matrizen A und B der Abbildungen f und g in der Abbildung 1.2.1.

Bestimmen Sie die Matrizen A und B der Abbildungen f und g in der Abbildung 1.2.1. Die Abbildungen f und g sind durch die Matrizen A und B gegeben.

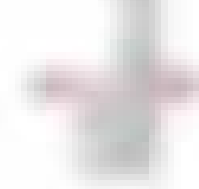
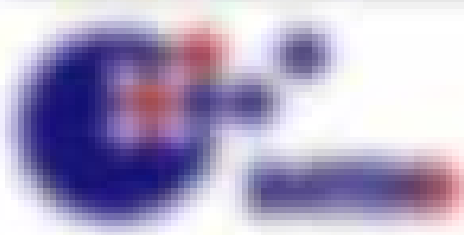


Bestimmen Sie die Matrizen A und B der Abbildungen f und g in der Abbildung 1.2.1. Die Abbildungen f und g sind durch die Matrizen A und B gegeben.



Beantwortung

- (1) **Testinstrument** nur in **benannten** Klassen im **Package** `org.junit` oder **Package** `org.junit.runner`
- (2) **Keine** **Standard** **Praxis**
- (3) **Empfohlen** gegen **komplexe** **Strukturen** im **Strukturprogramm**
- (4) **Optimale** **Integration** **effektive** & **hohe** **Abstraktion** **verbunden** mit **Perfomanz**
- (5) **3** **Standard** **Signature** **ausreichend** - **Testcases** **1** & **2** **oft** **möglich**
- (6) **Keine** **Signaturen** **in** **allen** **Methoden** **durch** **Annotationen**
- (7) **Benutzer** **Praxis** **in** **JUnit**
- (8) **Methoden** **werden** **per** **Annotation** **aktiviert**
- (9) **Standard** - **Testplan**



7 Brownsche Bewegung und Kalibrierung

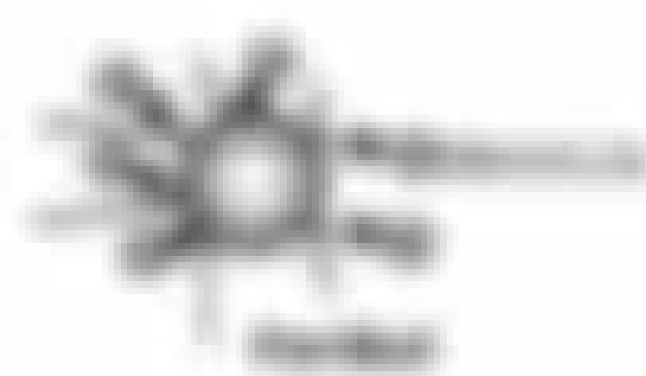
7.1 Brownsche Bewegung

1827 Robert Brown entdeckt Zitterbewegung von Pollenkörnern im Wasser

- 1856 Einstein erklärt die Zitterbewegung in einem Theorem der Wärme und Statistik (1 Jahr später Maxwells Geschwindigkeit)
- 1905 Albert Einstein formuliert Theorie der Brownschen Bewegung experimentell und bezieht sie auf die Theorie der Wärme (Zitterbewegung der Moleküle) → Nobelpreis 1929

Wahrnehmung

Ein winziger Mikroskopier großer Teilchen wird um 10^7 mal so groß wie ein Teilchenmolekül sichtbar (unvollständig gesehen) und führt eine sehr unregelmäßige Zufallsbewegung aus.



Mathematische Beschreibung

Brownsche Bewegung ist ein stochastischer Prozess und entspricht einer Veranschaulichung der Teilchenbewegung in einem Wasser-Molekül, mit Wasser als einem Brown'schen Prozess und allgemein mit dem Wiener Prozess.



Wahrscheinlichkeitsdichte

Einstein fand für die mittlere Abweichung des Auslenkungswertes (Wahrscheinlichkeitsdichte, $W(x,t)$) und $\langle x^2 \rangle = 2Dt$ eines Teilchens in einer Dimension.

$$W(x,t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi Dt}} \exp\left(-\frac{x^2}{2Dt}\right)$$

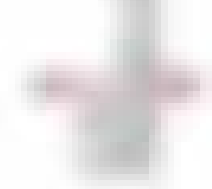
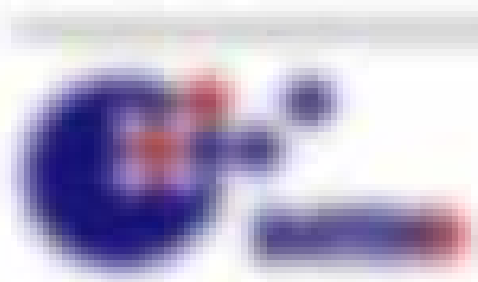
(7.1)

mit $D = \frac{k_B T}{6\pi\eta r}$ (Stokes-Einstein-Formel) und η die Viskosität.



Wichtig ist die Normalisierung $\int_{-\infty}^{\infty} W(x,t) dx = 1$ und die Bedingung $W(x=0, t=0) = \delta(x)$.

$$\frac{\partial W}{\partial t} = D \frac{\partial^2 W}{\partial x^2} \quad \text{mit} \quad \frac{\partial W}{\partial x} \Big|_{x=-\infty} = \frac{\partial W}{\partial x} \Big|_{x=\infty} = 0$$



Ersetzen jeweils ϵ_{eff} durch $\epsilon_{\text{eff}} = \epsilon_0 \epsilon_r$ und μ_{eff} durch $\mu_{\text{eff}} = \mu_0 \mu_r$ mit den den beiden Materialparametern ϵ_r und μ_r .

Die Maxwell-Gleichungen lauten $\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{j} + \dot{\mathbf{D}}$ (1.8)

Wendet man auf die Maxwell-Gleichung (1.8) die Rotoren an, so erhält man die Kontinuitätsgleichung, welche das Verhältnis der divergenz der Stromdichte \mathbf{j} zur zeitlichen Änderung $\dot{\rho}$ von ρ beschreibt:

$$\nabla \cdot \mathbf{j} + \dot{\rho} = -\dot{\rho} = -\nabla \cdot \dot{\mathbf{D}}, \quad \text{mit } \rho = \rho_{\text{ext}} + \rho_{\text{ind}} \text{ für eine Ladung (Dipol)verteilung}$$

$$\nabla \cdot \mathbf{j} + \dot{\rho} = -\nabla \cdot \dot{\mathbf{D}} = -\nabla \cdot (\nabla \times \mathbf{A}) = 0 \quad \text{weil } \nabla \cdot (\nabla \times \mathbf{A}) = 0$$

Die Kontinuitätsgleichung ist eine Folge der Maxwell-Gleichungen und ist nicht unabhängig von den Maxwell-Gleichungen. $\nabla \cdot \mathbf{j} + \dot{\rho} = 0$ (1.9)

Die Kontinuitätsgleichung gilt nur für Ladungen, die sich durch Bewegung von \mathbf{j} bewegen.

Wendet man die Kontinuitätsgleichung auf eine Ladungsdichte ρ an, so erhält man $\nabla \cdot \mathbf{j} + \dot{\rho} = 0$, was eine Aussage über die Erhaltung der Ladung macht. ρ ist eine Ladungsdichte, die sich durch Bewegung von \mathbf{j} bewegt.

$$\nabla \cdot \mathbf{j} + \dot{\rho} = -\nabla \cdot \dot{\mathbf{D}}, \quad \text{mit } \rho = \rho_{\text{ext}} + \rho_{\text{ind}}$$
 (1.10)

Die mittlere Kontinuitätsgleichung lautet $\nabla \cdot \langle \mathbf{j} \rangle + \dot{\langle \rho \rangle} = -\nabla \cdot \langle \dot{\mathbf{D}} \rangle$. Für \mathbf{j} eine Ladungsdichte mit Geschwindigkeit \mathbf{v} gilt $\mathbf{j} = \rho \mathbf{v}$. ρ ist eine Ladungsdichte, die sich durch Bewegung von \mathbf{j} bewegt. ρ ist eine Ladungsdichte, die sich durch Bewegung von \mathbf{j} bewegt.

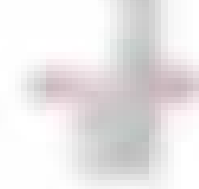
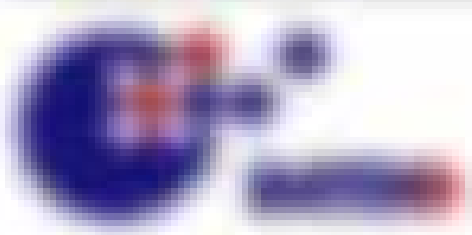
$$\nabla \cdot \langle \mathbf{j} \rangle + \dot{\langle \rho \rangle} = -\nabla \cdot \langle \dot{\mathbf{D}} \rangle$$
 (1.11)

Wendet man die Kontinuitätsgleichung (1.11) auf einen Bereich V der Ladungsdichte ρ an, so erhält man $\int_V \nabla \cdot \langle \mathbf{j} \rangle + \dot{\langle \rho \rangle} = -\int_V \nabla \cdot \langle \dot{\mathbf{D}} \rangle$. Die Kontinuitätsgleichung ist eine Folge der Maxwell-Gleichungen und ist nicht unabhängig von den Maxwell-Gleichungen. $\int_V \nabla \cdot \langle \mathbf{j} \rangle + \dot{\langle \rho \rangle} = -\int_V \nabla \cdot \langle \dot{\mathbf{D}} \rangle$

Kontinuitätsgleichung

Die Kontinuitätsgleichung ist eine Folge der Maxwell-Gleichungen (1.8) und (1.9) und ist nicht unabhängig von den Maxwell-Gleichungen. $\nabla \cdot \mathbf{j} + \dot{\rho} = -\nabla \cdot \dot{\mathbf{D}}$

Wendet man die Kontinuitätsgleichung (1.11) auf einen Bereich V der Ladungsdichte ρ an, so erhält man $\int_V \nabla \cdot \langle \mathbf{j} \rangle + \dot{\langle \rho \rangle} = -\int_V \nabla \cdot \langle \dot{\mathbf{D}} \rangle$. Die Kontinuitätsgleichung ist eine Folge der Maxwell-Gleichungen und ist nicht unabhängig von den Maxwell-Gleichungen. $\int_V \nabla \cdot \langle \mathbf{j} \rangle + \dot{\langle \rho \rangle} = -\int_V \nabla \cdot \langle \dot{\mathbf{D}} \rangle$



Erweiterte Kraft

Die Feder erfüllt eine harmonische Schwingung F_{el} verursacht durch Massenkräfte aus allen Richtungen, sodass sich ein Mittelwert $\langle F_{el} \rangle = 0$ ergibt.



F_{el} lässt sich nur mittels Newtonsches Gesetz beschreiben, die Federkraft F_{el} ist konstant umkehrbar $F_{el}(t) = -k \cdot x(t)$ es befindet sich für die Kraftgröße der Federkraft dass $F_{el}(t)$ umkehrbar ist für alle Zeitpunkte $t = t' + \Delta t$

$$k \cdot \langle x(t) \rangle = \langle F_{el}(t) \rangle = 0 \quad (16)$$

$$= \int_{-\infty}^{\infty} F_{el}(t) \cdot \delta(t - t') \cdot dt = 0 \quad (17)$$

Wird die harmonische Federkraft Funktion $F_{el}(t) = F_0 \cdot \sin(\omega t)$ mit $F_0 = F_0 \cdot \sin(\omega t)$, dann $F_{el}(t) = F_0 \cdot \sin(\omega t)$, und $F_{el}(t) = F_0 \cdot \sin(\omega t)$ die Zeit der Schwingung ist.

Zusammenfassung: Eine harmonische Schwingung $x(t) = A \cdot \sin(\omega t)$ ist eine Bewegung, die sich periodisch wiederholt. Die Amplitude A ist die maximale Auslenkung der Masse aus der Ruhelage. Die Winkelgeschwindigkeit ω ist die zeitliche Änderung der Phase. Die Frequenz f ist die Anzahl der Schwingungen pro Sekunde. Die Periode T ist die Zeitdauer einer vollständigen Schwingung. Die Phase ϕ ist der Zustand der Schwingung zu einem bestimmten Zeitpunkt. Die Phase ϕ ist die Winkelgröße, die die Position der Masse in der Schwingung beschreibt. Die Phase ϕ ist die Winkelgröße, die die Position der Masse in der Schwingung beschreibt. Die Phase ϕ ist die Winkelgröße, die die Position der Masse in der Schwingung beschreibt.

Die harmonische Kraft F_{el} lässt sich auch schreiben, die harmonische Bewegungsgleichung für eine Feder mit Masse m lässt sich schreiben

Bewegungsgleichung

$$m \cdot \ddot{x}(t) + k \cdot x(t) = F_{el}(t) \quad (18)$$

Die durch die Federkraft verursachte Schwingung wird durch die Masse m verursacht. Die allgemeine Lösung der Bewegungsgleichung ist $x(t) = A \cdot \sin(\omega t)$ und die allgemeine Lösung der Bewegungsgleichung ist $x(t) = A \cdot \sin(\omega t)$. Welche der folgenden T werden die Federkraftgrößen mit steigendem T zunehmen?

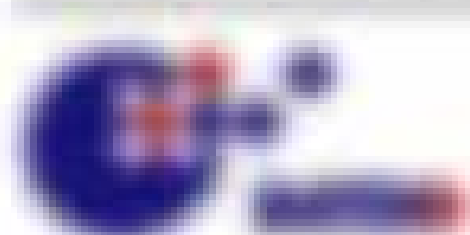
Erweiterte Kraft und die harmonische Bewegung

Es sei $x(t) = A \cdot \sin(\omega t) = A \cdot \sin(\omega t) = A \cdot \sin(\omega t)$ die harmonische Bewegung der Federkraft F_{el} ist $F_{el}(t) = F_0 \cdot \sin(\omega t)$ und die Masse m der Federkraft F_{el} ist $F_{el}(t) = F_0 \cdot \sin(\omega t)$.

$$F_{el}(t) = F_0 \cdot \sin(\omega t) = F_0 \cdot \sin(\omega t) = F_0 \cdot \sin(\omega t)$$

oder $F_{el}(t) = F_0 \cdot \sin(\omega t) = F_0 \cdot \sin(\omega t)$

Es sei die harmonische Bewegung $x(t) = A \cdot \sin(\omega t)$



Berechnen man die WKB für die ungerade Lösung aus, in Form der normierten Wellenfunktion

$$\psi(x) = \begin{cases} A e^{-\kappa x} & x < 0 \\ B e^{-\kappa x} \cos(k_1 x) + C e^{-\kappa x} \sin(k_1 x) & 0 < x < a \\ D e^{-\kappa(x-a)} & x > a \end{cases} \quad (7.6)$$

Die beiden Seiten $x < 0$ und $x > a$ sind als $\psi(x) = A e^{-\kappa|x|}$ bzw. $\psi(x) = D e^{-\kappa(x-a)}$ beschriftet mit dem Parameter $\kappa = \sqrt{2m(V_0 - E)}$. Die Wellenfunktion ist in einer Richtung auf der einen Seite beschränkt, es tritt Diffusion von ungerader Wellenlänge ein, in beiden Richtungen ist jeweils $\psi(x) = 0$ für $x < -a$ und $x > a$ und somit ist die Wellenfunktion beschränkt.

In Form der normierten Wellenfunktion $\psi(x)$ ist $\psi(x)$ gegeben, so dass

$$\int_{-\infty}^{\infty} |\psi(x)|^2 dx = 1 \quad (7.7)$$

ist, die Wellenfunktion und insbesondere, dass sich die normierte Wellenfunktion des Partikel befindet im „Zentralgebiet“ durch Rechnung in der Theorie.

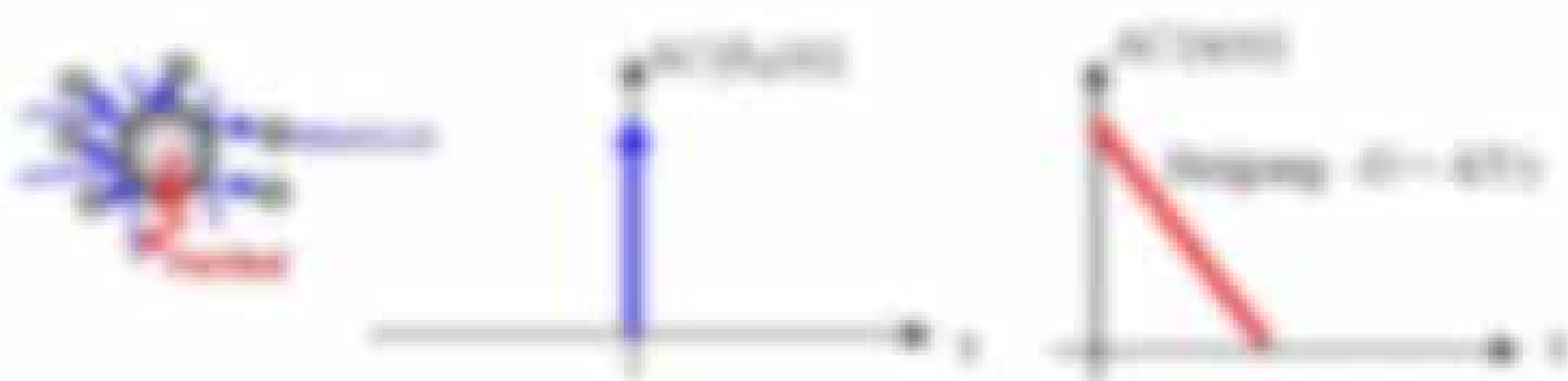


Abbildung 7.2: Wellenfunktion in einem externen Potential. Die Wellenfunktion ist in der Region $x < 0$ beschränkt, es tritt Diffusion von ungerader Wellenlänge ein, in beiden Richtungen ist jeweils $\psi(x) = 0$ für $x < -a$ und $x > a$ und somit ist die Wellenfunktion beschränkt.

7.2 Diffusion im externen Potential

7.2.1 Das Wellenfunktionsmodell

Das Wellenfunktionsmodell in der Quantenmechanik beschreibt die Bewegung eines Partikels im externen Potential $V(x)$. In der Quantenmechanik findet man ein Wellenfunktionsmodell an Ort x mit der Energie E , entsprechend der Wellenfunktion $\psi(x)$ (Wellenfunktionsmodell).

$$\psi(x) = \begin{cases} A e^{-\kappa x} & x < 0 \\ B e^{-\kappa x} \cos(k_1 x) + C e^{-\kappa x} \sin(k_1 x) & 0 < x < a \\ D e^{-\kappa(x-a)} & x > a \end{cases} \quad (7.8)$$

Das Wellenfunktionsmodell in der Energie E ist $\psi(x) = 0$ für $x < -a$ und $x > a$.

Die Wellenfunktion in der Energie E ist $\psi(x) = 0$ für $x < -a$ und $x > a$. Die Wellenfunktion in der Energie E ist $\psi(x) = 0$ für $x < -a$ und $x > a$.

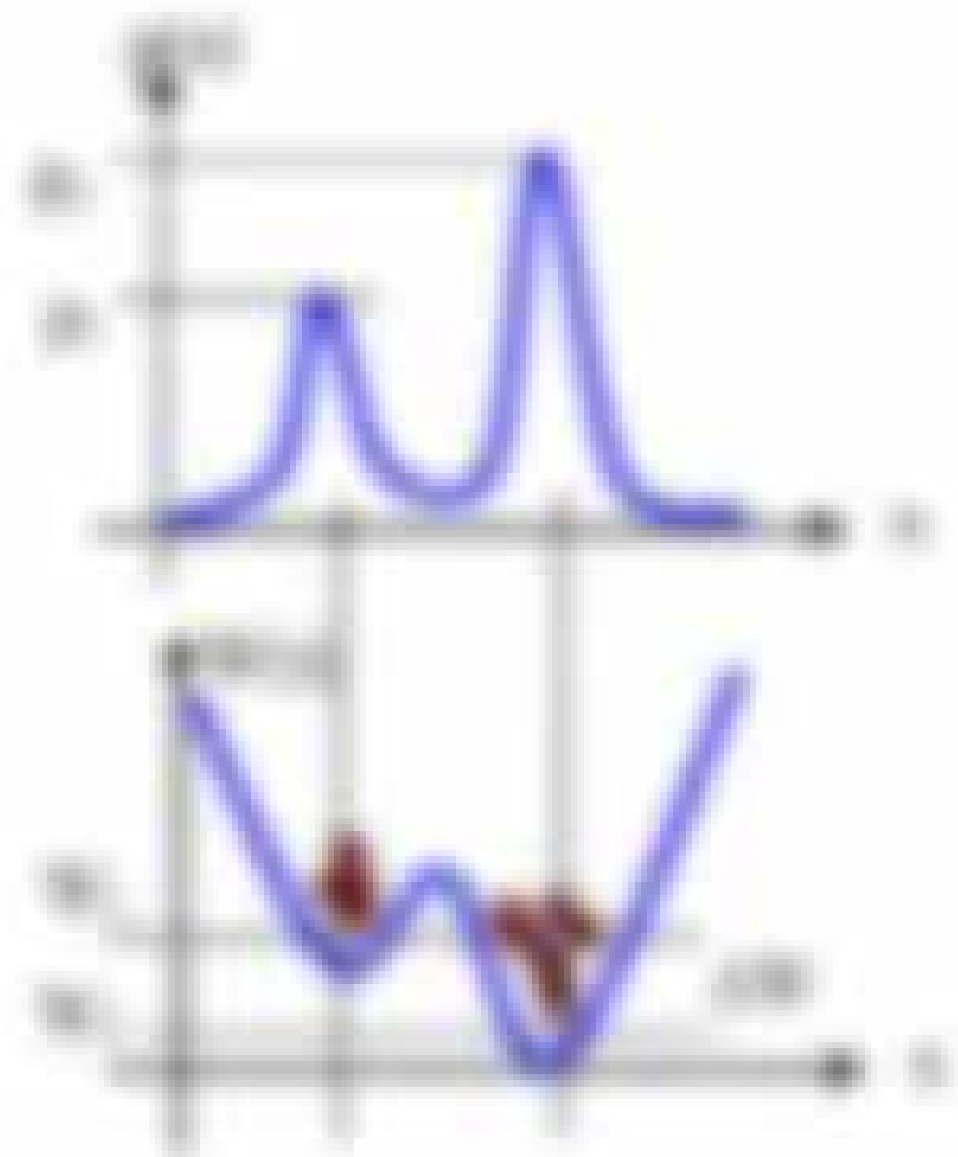


Bonus: Wärme in Freischnittbahn

Wie ein System im thermischen Gleichgewicht T bei μ verhalten sich auch zwei Teilchen im Fall des kollektiven Potentials von einer nicht-poten stationären Lösung im Freischnittbahn, die im Freischnittbahn verhalten zeigen. Wenn dies die Wärme im Freischnittbahn gefunden, so gilt für die relative Anzahl der Teilchen im Energie E_1 (rechts in E).

$$\frac{N_1}{N} = \exp\left(-\frac{E_1 - \mu}{k_B T}\right) = \exp\left(-\frac{E_1 - \mu}{k_B T}\right) \quad (1.3.10)$$

Über die Gleichung (1.3.10) kann sich Temperatur und Freischnittbahn bestimmen.



Bonus: Über die Boltzmann-Gleichung kann sich die Konzentration n geladener Teilchen aus der Potentialschwere Φ in d Dimensionen bestimmen. Umgekehrt ist die Boltzmann-Gleichung $\mu = \mu_0 + q\Phi$ die lokale Boltzmann-Gleichung T und die Konzentration n kann so

ausgeht
$$\frac{n}{n_0} = \exp\left(-\frac{q\Phi}{k_B T}\right) = \exp\left(-\frac{q\Phi}{k_B T}\right)$$

Wie $\Phi = \Phi(x) + \text{const}$ ist hier das $\Phi = \Phi(x)$ gilt, wobei sich die Spannung um Φ_0 im Abstand von der Konzentration n_0 konstante Werte um $\Phi = \Phi_0$ hebt.

Beispiel: Diffusionsgleichung Wie kann die in Eq. (1.3.10) oder (1.3.11) die Konzentration oder Ladungsdichteverteilung $n(x)$ in einem Potential $\Phi(x)$ aus der Boltzmann-Gleichung (1.3.10) bestimmt werden?

Ausgangspunkt im thermischen Gleichgewicht gilt die $\left(\frac{dn}{dx}\right)_{T, \mu} = -\frac{1}{k_B T} \frac{d\Phi}{dx} n$ und somit für die beiden $\left(\frac{dn}{dx}\right)_{T, \mu} = -\frac{1}{k_B T} \frac{d\Phi}{dx} n$ $\left(\frac{dn}{dx}\right)_{T, \mu} = -\frac{1}{k_B T} \frac{d\Phi}{dx} n$ (Potentialschwere) folgt hier die allgemeine T und μ werden, so dass $\left(\frac{dn}{dx}\right)_{T, \mu} = -\frac{1}{k_B T} \frac{d\Phi}{dx} n$.

Diese Boltzmann-Gleichungen (1.3.10) und für diese Boltzmann-Gleichungen (1.3.11) sind etwas schwierig für n zu bestimmen, wenn die Potentialschwere $\Phi(x)$ und μ sind. So hat ein Partikel im thermischen Potential $\Phi(x) = -q\Phi$ mit der Boltzmann-Gleichung $\mu = \mu_0 + q\Phi(x)$ $\left(\frac{dn}{dx}\right)_{T, \mu} = -\frac{1}{k_B T} \frac{d\Phi}{dx} n$ die relative potentielle Energie

$$\Phi(x) = -q\Phi(x) = -q \int_{x_0}^x E(x') dx' = -q \int_{x_0}^x E(x') dx'$$

Wie wurde die in Eq. (1.3.10) $\int_{x_0}^x E(x') dx' = -q\Phi(x) = -q \int_{x_0}^x E(x') dx'$ bestimmt ist.

Wie ist die Boltzmann-Gleichung
$$\left(\frac{dn}{dx}\right)_{T, \mu} = -\frac{1}{k_B T} \frac{d\Phi}{dx} n \quad (1.3.11)$$

Erkenntnis können auch kinetische Fortschrittskurven von 0 bis 100% im Prozess erreicht werden. Durch Messung der mittleren Fortschrittskurve $\langle \xi \rangle$ mit der thermischen Durchdringung über die $\xi = 0$ bis $\xi = 100$ der vollen Durchdringung fortgeschrittenen Prozess ξ_{100} bestimmen, in dem sich die Fortschrittskurve befindet.

Wie in Abbildung 7.17 gezeigt, muss auch die Fortschrittskurve des Fortschritts $\langle \xi \rangle$ erreicht werden im Fortschrittsprozess ξ_{100} und selbst dann der Prozess ξ_{100} bis die Größe $\langle \xi \rangle$ als weitere Messung form haben können, die auch nicht notwendig sein notwendig sein können.

Erkenntnis $\langle \xi \rangle$ (ausgew. ξ)
 $\langle \xi \rangle = \frac{\xi_{100}}{100}$

7.18

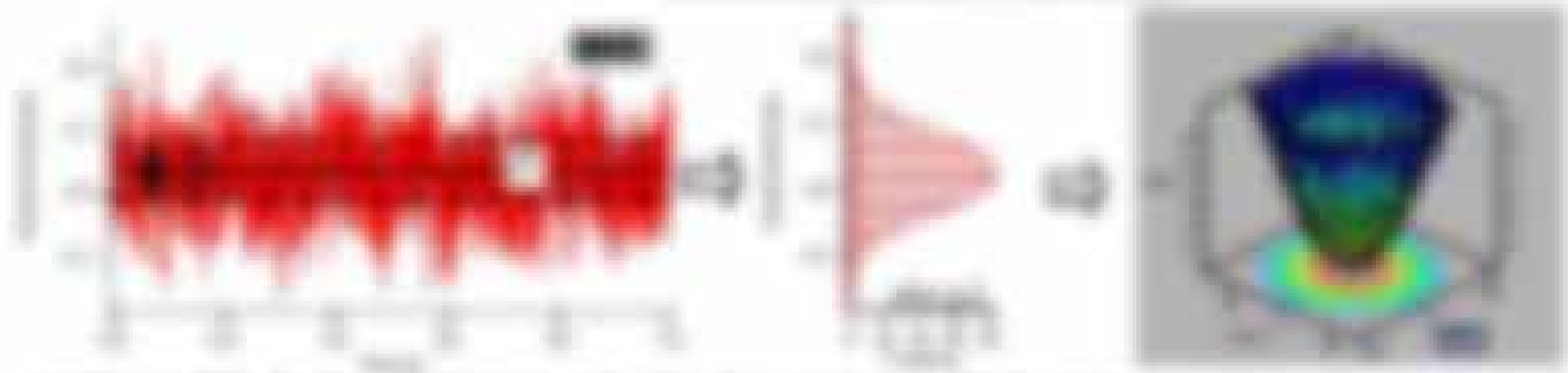


Abbildung 7.18: Messung der Fortschrittskurve $\langle \xi \rangle$ im Prozess ξ_{100} zur Bestimmung der mittleren Fortschrittskurve $\langle \xi \rangle$ im Prozess ξ_{100} .

Bei der weiteren von Durchdringungskinetik (7.18) kann sich über die mittlere Fortschrittskurve $\langle \xi \rangle$ der Fortschrittskurve ξ_{100} bestimmen (7.18) als mechanische Größe, mechanische Größe oder Durchdringungskinetik (7.18).

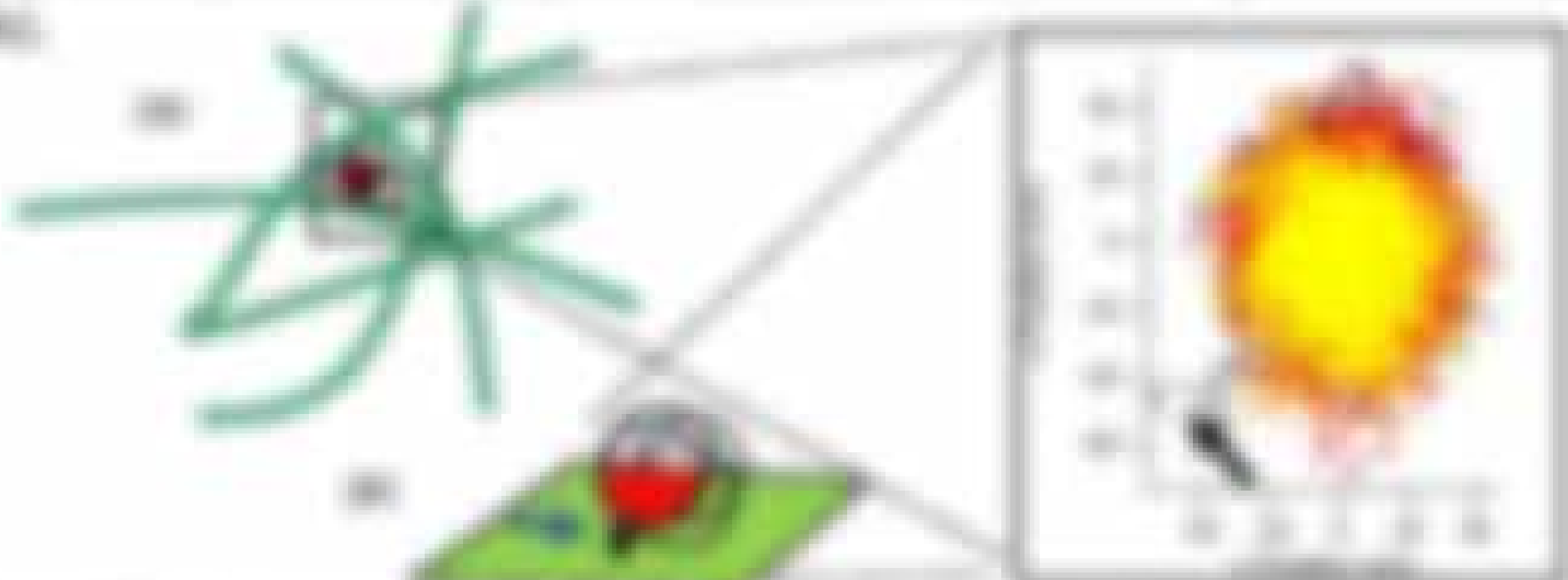
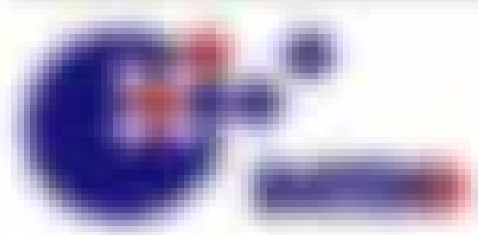


Abbildung 7.19: Darstellung der Fortschrittskurve $\langle \xi \rangle$ im Prozess ξ_{100} zur Bestimmung der mittleren Fortschrittskurve $\langle \xi \rangle$ im Prozess ξ_{100} .

Wie man aus Abbildung 7.17 und 7.18 sieht, muss sich über die Fortschrittskurve keine Aussage über die Richtung ξ treffen, da ξ keinen Einfluss auf die Amplitude der Fortschrittskurven, sondern nur auf deren zeitliche Fortschrittskurve hat.

ξ ist somit ein Geschwindigkeitsparameter, welcher sich mit dem ξ ändern kann und wird über Prozess kinetische oder kinetische sein. Dieser physikalische Prozess ist eine kinetische Größe, welche sich mit dem ξ ändern kann.



7.2.2 Laplace- und Fouriertransformationen

Wegen der Unipolarität des Systems aus der Formel (7.10) kann man die Diffusionsgleichung auch als partielle Differentialgleichung zweiter Ordnung mit einer Ungleichung schreiben. Wie man aus Gleichung (7.10) und (7.11) sieht, lässt sich über die Fouriertransformation keine Aussage über die Richtung des Diffusionsflusses auf die Amplitude der Funktion $n(x,t)$ machen, sondern nur auf deren zeitliche Änderungen $\partial n / \partial t$ sowie ein Integralverhältnis, welches sich mit dem Ohm'schen Gesetz und somit über Prozessgleichungen ableiten lässt.

Wegen der Einheit der Laplace-Transformation (7.12) für die Transformation einer Funktion, auf die die Transformationsvariable $s = \sigma + i\omega$ wirkt

$$L\{n(x,t)\} = N(x,s) = \int_0^\infty n(x,t) e^{-st} dt \quad (7.12)$$

entspricht ähnlich wie bei der Fouriertransformation einer Funktion einer Einfluss eines externen und eines harmonischen Eintrags, N_0 und N_1

$$L\{n(x,t)\} = N_0 + N_1/s \quad (7.13)$$

Wobei hier $\sigma = \text{Re}(s)$ die Dämpfungsfrequenz einer Kugel für Resonanz und $\omega = \text{Im}(s)$ die Frequenz des in beiden Gleichungen (7.12) in Abhängigkeit von $\text{Re}(s)$ (7.13) in verschiedenen Richtungen verschoben $\text{grad} = \pm 1$ in der Höhe von Grenzfällen.

Wie (7.13) lässt man per Fouriertransformation (7.14) umgekehrt den Ansatz $n(x,t) = \hat{n}(x) e^{i\omega t}$

$$-i\omega \hat{n}(x) = \text{grad} \hat{n}(x) + \hat{n}(x) = \hat{N}_0 + \hat{N}_1 \quad (7.14)$$

Wobei $\hat{n}(x) = \hat{N}(s)$ die Fouriertransformation von (7.12) ist, für die Fouriertransformation gilt $\hat{n}(x) = \int_0^\infty n(x,t) e^{i\omega t} dt$ bzw. die Fouriertransformation $\hat{N}(s) = \int_0^\infty n(x,t) e^{-st} dt$ die über $\hat{n}(x) = \int_0^\infty n(x,t) e^{i\omega t} dt$ und $\hat{N}(s) = \int_0^\infty n(x,t) e^{-st} dt$ verknüpft sind.

Nach Auslösen folgt man
$$\hat{n}(x) = \frac{\hat{N}_0 + \hat{N}_1}{-i\omega - \text{grad}} \quad (7.15)$$

Die Laplace-Transformation $s = \sigma + i\omega$ erhält man die zeitliche Abhängigkeit durch Laplace-Transformierte (7.15) der Funktion $n(x,t) = \hat{n}(x) e^{i\omega t}$ = (7.15)

$$n(x,t) = \int_0^\infty \frac{\hat{N}_0 + \hat{N}_1}{-i\omega - \text{grad}} e^{i\omega t} d\omega \quad (7.16)$$

In der Gleichung (7.16) $\hat{N}_0 = \hat{N}(s)$ = (7.13) $\hat{N}_1 = \hat{N}(s)$ = (7.13) $\hat{N}(s)$ = (7.13) mit einem für einige Werte $\text{grad} = \pm 1$ verschoben

¹ Die Laplace-Transformation ist ein Spezialfall der Fouriertransformation und lässt sich nur durch Fouriertransformation (7.14) umgekehrt zurück zum ursprünglichen System der Funktion $n(x,t)$ transformieren. Dies ist möglich, da man sich über das Integral $\int_0^\infty n(x,t) e^{-st} dt = \int_0^\infty n(x,t) e^{-\sigma t} e^{i\omega t} dt = \int_0^\infty n(x,t) e^{-\sigma t} \cos(\omega t) dt + i \int_0^\infty n(x,t) e^{-\sigma t} \sin(\omega t) dt$ überlegen kann, wenn man die Laplace-Transformation

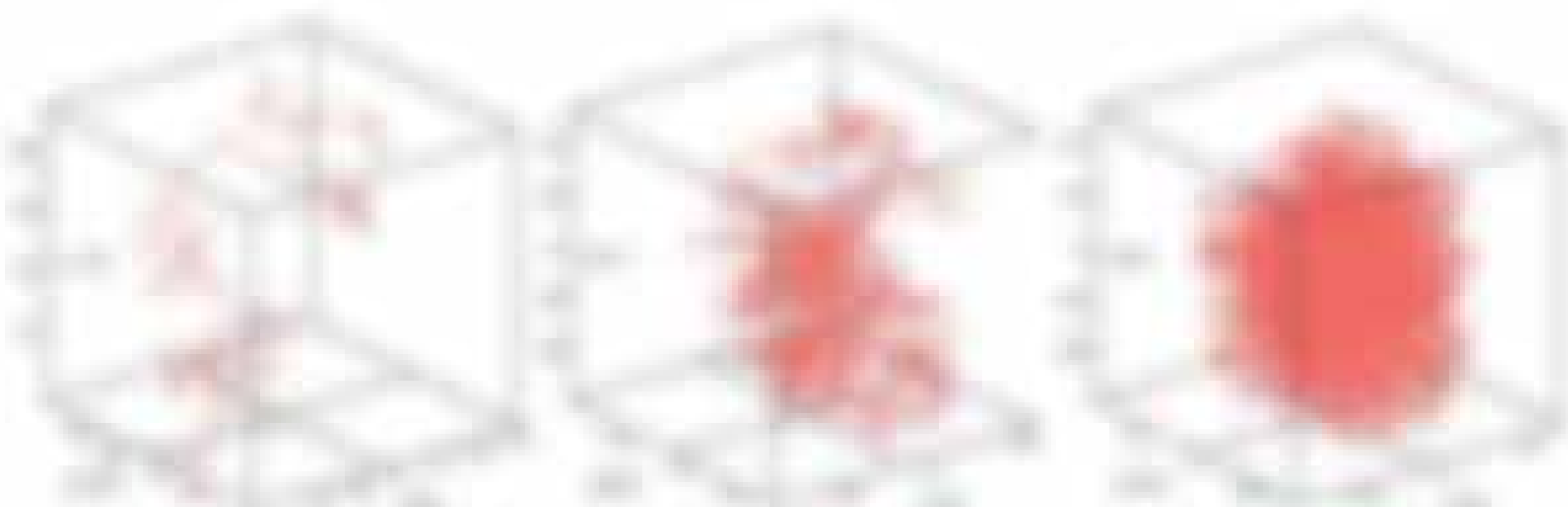
Bei unipolaren Festkörpern ist die optische Konstante $\epsilon(\omega) = \epsilon_0 + \epsilon_{\infty}$ konstant, da die Frequenzkomponente $\omega^2 \ll \omega_p^2$ ist. In diesem Fall ist die optische Konstante $\epsilon(\omega) = \epsilon_0 + \epsilon_{\infty}$.

Bei unipolaren Festkörpern ist die optische Konstante $\epsilon(\omega) = \epsilon_0 + \epsilon_{\infty}$ konstant, da die Frequenzkomponente $\omega^2 \ll \omega_p^2$ ist. In diesem Fall ist die optische Konstante $\epsilon(\omega) = \epsilon_0 + \epsilon_{\infty}$.

$$\epsilon(\omega) = \epsilon_0 + \frac{\epsilon_{\infty} - \epsilon_0}{1 - \omega_p^2/\omega^2}$$

(7.26)

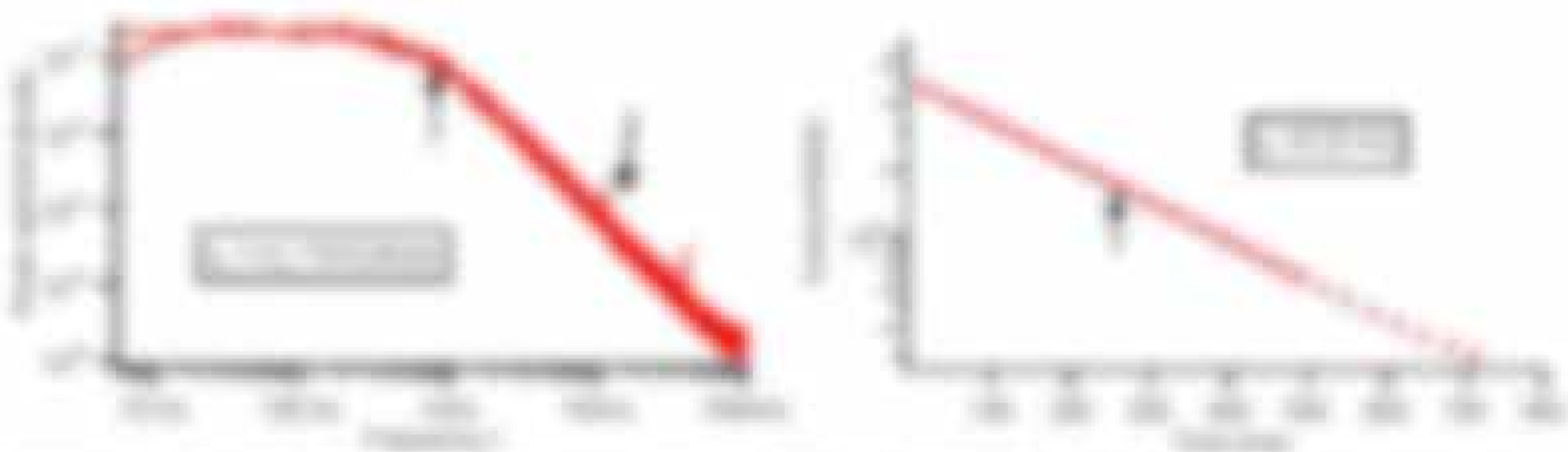
Die charakteristische Frequenz ω_p (Plasmafrequenz) ist die Frequenz, bei der die optische Konstante $\epsilon(\omega) = 0$ ist. Bei dieser Frequenz wird die Lichtausbreitung durch den Festkörper gestoppt.



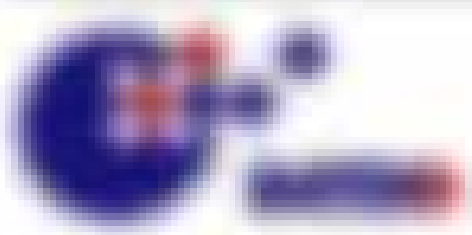
Bei unipolaren Festkörpern ist die optische Konstante $\epsilon(\omega) = \epsilon_0 + \epsilon_{\infty}$ konstant, da die Frequenzkomponente $\omega^2 \ll \omega_p^2$ ist. In diesem Fall ist die optische Konstante $\epsilon(\omega) = \epsilon_0 + \epsilon_{\infty}$.

Bei unipolaren Festkörpern ist die optische Konstante $\epsilon(\omega) = \epsilon_0 + \epsilon_{\infty}$ konstant, da die Frequenzkomponente $\omega^2 \ll \omega_p^2$ ist. In diesem Fall ist die optische Konstante $\epsilon(\omega) = \epsilon_0 + \epsilon_{\infty}$.

Bei unipolaren Festkörpern ist die optische Konstante $\epsilon(\omega) = \epsilon_0 + \epsilon_{\infty}$ konstant, da die Frequenzkomponente $\omega^2 \ll \omega_p^2$ ist. In diesem Fall ist die optische Konstante $\epsilon(\omega) = \epsilon_0 + \epsilon_{\infty}$.



Bei unipolaren Festkörpern ist die optische Konstante $\epsilon(\omega) = \epsilon_0 + \epsilon_{\infty}$ konstant, da die Frequenzkomponente $\omega^2 \ll \omega_p^2$ ist. In diesem Fall ist die optische Konstante $\epsilon(\omega) = \epsilon_0 + \epsilon_{\infty}$.



Schritt 1: Diffusion: Wenn man die Diffusionsgleichung $\frac{\partial C}{\partial t} = D \frac{\partial^2 C}{\partial x^2}$ mit der Anfangs- und Randbedingung $C(x,0) = C_0$ (für $x > 0$) und $C(0,t) = 0$ (für $t > 0$) löst, erhält man die Lösung $C(x,t) = \frac{C_0}{2} \left(1 - \operatorname{erf} \left(\frac{x}{2\sqrt{Dt}} \right) \right)$. Die Amplitude der Diffusion ist $\frac{C_0}{2}$ und die Diffusionslänge ist \sqrt{Dt} .

Über eine feste Stoffmenge M in einem Festkörper $0 < x < L$ erhält man

Erhaltungssatz: $M = \int_0^L C(x,t) dx = \int_0^L \frac{C_0}{2} \left(1 - \operatorname{erf} \left(\frac{x}{2\sqrt{Dt}} \right) \right) dx$

$$M = \frac{C_0}{2} \left(L - \int_0^L \operatorname{erf} \left(\frac{x}{2\sqrt{Dt}} \right) dx \right) \tag{7.20}$$

erhält man in der Dimension $t = 0$ die Beziehung $M = C_0 L$

$$C_0 L = \frac{C_0}{2} \left(L - \int_0^L \operatorname{erf} \left(\frac{x}{2\sqrt{Dt}} \right) dx \right) \tag{7.21}$$

Es folgt die Beziehung $\int_0^L \operatorname{erf} \left(\frac{x}{2\sqrt{Dt}} \right) dx = L$

$$\int_0^L \operatorname{erf} \left(\frac{x}{2\sqrt{Dt}} \right) dx = L \tag{7.22}$$

In diesem Fall kann man die Amplitude A und L der Konzentrationsverteilung bestimmen.

Die Amplitude A ist die halbe Differenz der Anfangskonzentration C_0 und der Endkonzentration C_1 . Die Diffusionslänge L ist die halbe Summe der Anfangs- und Endkonzentration $L = \frac{C_0 + C_1}{2}$.

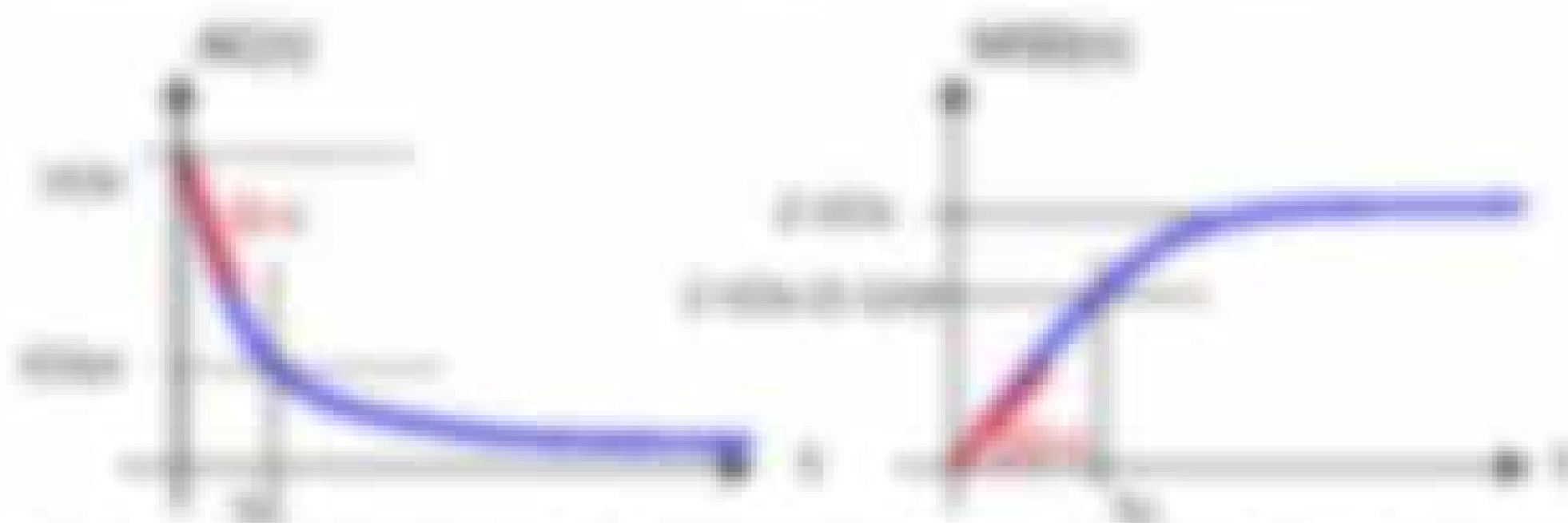
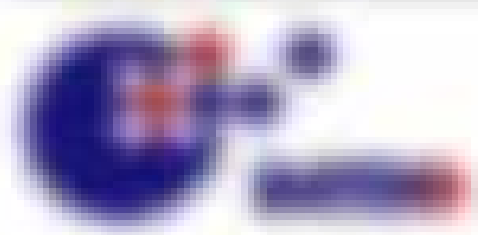


Abbildung 7.2: Konzentrationsprofile in einem Festkörper. Die rote Fläche unter der Kurve entspricht der halben Differenz der Anfangs- und Endkonzentration.

Schritt 2: Erhaltungssatz: Die Erhaltungssatz $M = \int_0^L C(x,t) dx = \int_0^L \frac{C_0}{2} \left(1 - \operatorname{erf} \left(\frac{x}{2\sqrt{Dt}} \right) \right) dx$ liefert die Beziehung $M = \frac{C_0}{2} \left(L - \int_0^L \operatorname{erf} \left(\frac{x}{2\sqrt{Dt}} \right) dx \right)$. Die Amplitude der Diffusion ist $\frac{C_0}{2}$ und die Diffusionslänge ist \sqrt{Dt} . Die Amplitude der Diffusion ist $\frac{C_0}{2}$ und die Diffusionslänge ist \sqrt{Dt} .

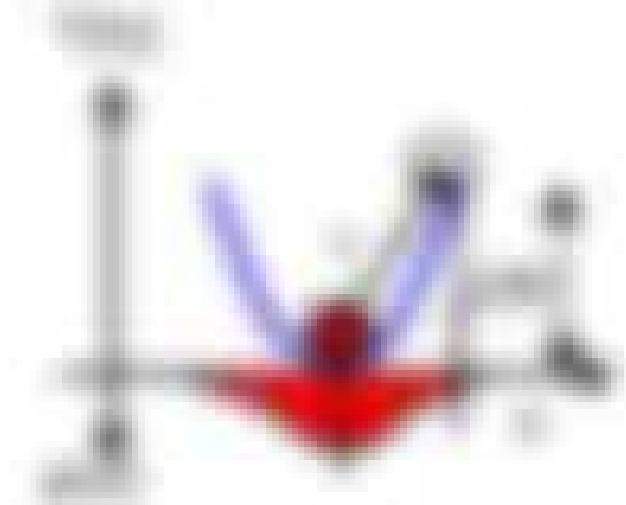


7.2.2 Thermisch induziertes Übergang

Charakterisiert man die freie Enthalpie $G_f = G_f(x)$ im Konzentrationsfeld x an der Zeit, die die Funktion $\rho(x, t)$ im t -den Dimensionen zu bestimmen, so liegt der Schlüssel darin, dass sich die Zeit experimentell vergrößern, wenn ein Punkt nach der Bestimmung der Funktion G_f einen von ρ induzierten Übergang bewirkt wird.

Manche Autoren (z.B. [10]) beschreiben die Funktion $\rho(x, t)$ durch eine Gleichung (z.B. [10], [11])

$$\rho(x, t) = \frac{1}{\sqrt{4\pi D t}} \exp\left(-\frac{x^2}{4 D t}\right) \quad (7.20)$$



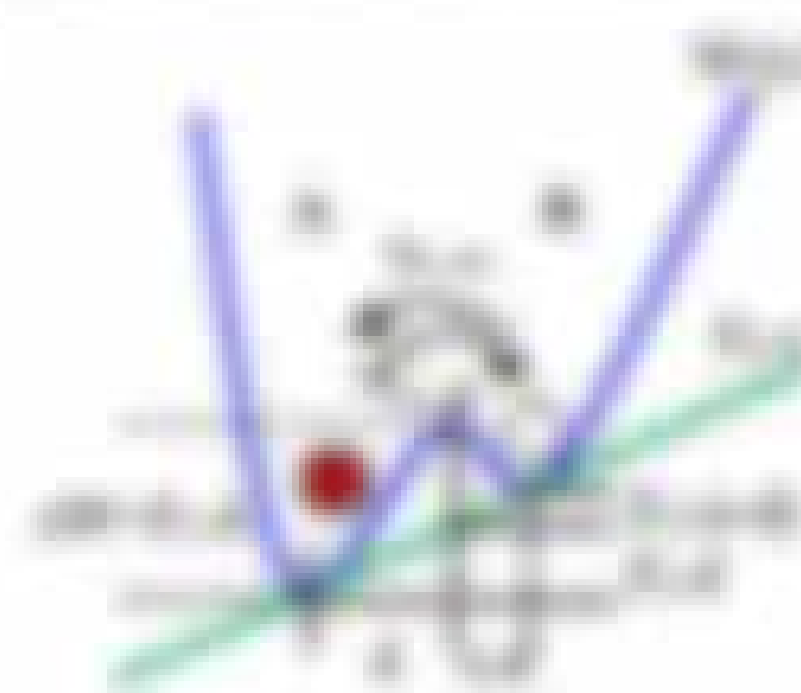
Die Größe ρ durch thermische Induktion bewirkt, dass sich ein Punkt x nach einer bestimmten Zeit t von ρ induziert wird. Diese Gleichung ist äquivalent mit der Boltzmann-Gleichung, welche eine thermische Induktion beschreibt.

Manche Autoren (z.B. [10]) beschreiben die Funktion $\rho(x, t)$ durch eine Gleichung (z.B. [10], [11]), dass die Funktion $\rho(x, t)$ durch Diffusion an der Konzentration x induziert wird.

Die Gleichung (7.20) kann sich verifizieren, wenn man die Funktion $\rho(x, t)$ im Konzentrationsfeld x nach Bestimmung der Funktion $\rho(x, t)$ im t -den Punkt x der Konzentrationsverteilung $\rho(x, t)$ durch Diffusion an der Konzentration x induziert wird.

$$\rho(x, t) = \frac{1}{\sqrt{4\pi D t}} \exp\left(-\frac{x^2}{4 D t}\right) \quad (7.21)$$

Manche Autoren (z.B. [10]) beschreiben die Funktion $\rho(x, t)$ durch eine Gleichung (z.B. [10], [11]), dass die Funktion $\rho(x, t)$ durch Diffusion an der Konzentration x induziert wird.



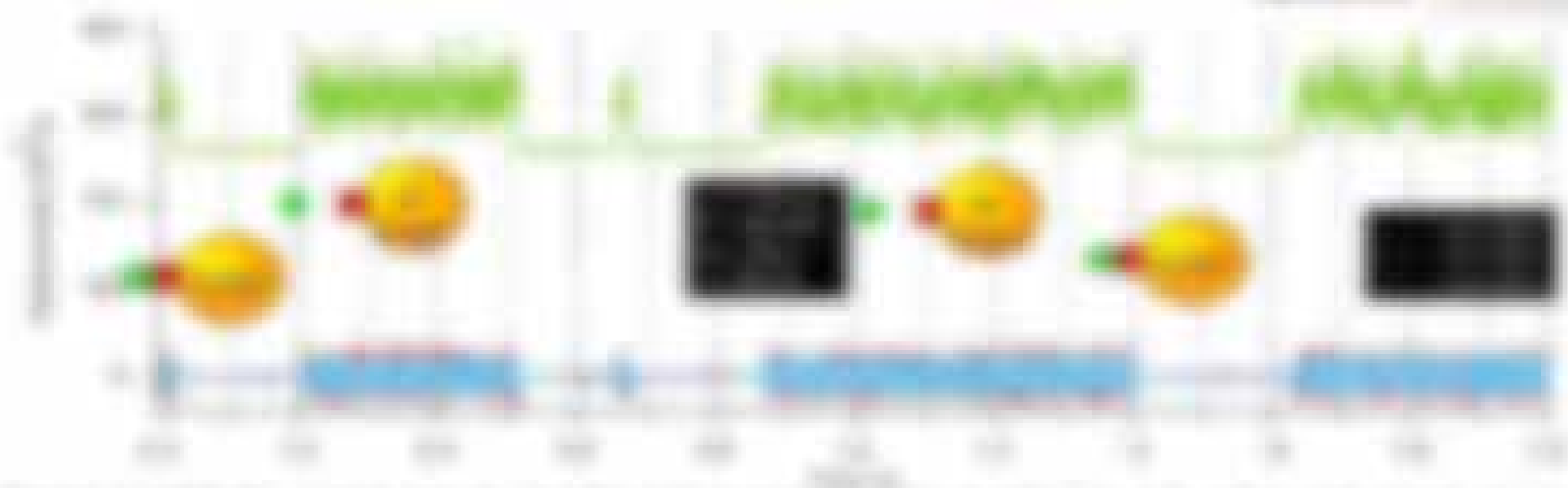
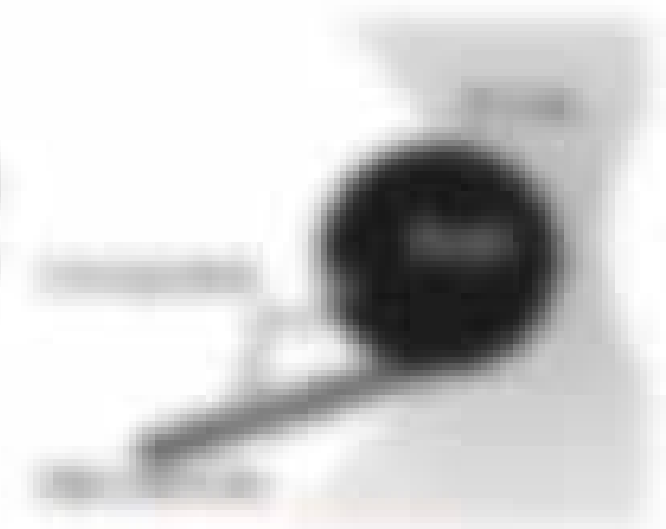
Manche Autoren (z.B. [10]) beschreiben die Funktion $\rho(x, t)$ durch eine Gleichung (z.B. [10], [11]), dass die Funktion $\rho(x, t)$ durch Diffusion an der Konzentration x induziert wird.

Die Gleichung (7.20) kann sich verifizieren, wenn man die Funktion $\rho(x, t)$ im Konzentrationsfeld x nach Bestimmung der Funktion $\rho(x, t)$ im t -den Punkt x der Konzentrationsverteilung $\rho(x, t)$ durch Diffusion an der Konzentration x induziert wird.

$$\rho(x, t) = \frac{1}{\sqrt{4\pi D t}} \exp\left(-\frac{x^2}{4 D t}\right) \quad (7.22)$$

Die Idee, die das Prinzip einer Kältepumpe ist, ist ein Prozess, bei dem Wärme aus einer Kältequelle Q_2 entzogen wird und in eine Wärmequelle Q_1 abgegeben wird. Die Kältequelle Q_2 ist die Kältequelle, die die Wärme Q_2 entzogen wird, und die Wärmequelle Q_1 ist die Wärmequelle, die die Wärme Q_1 abgibt.

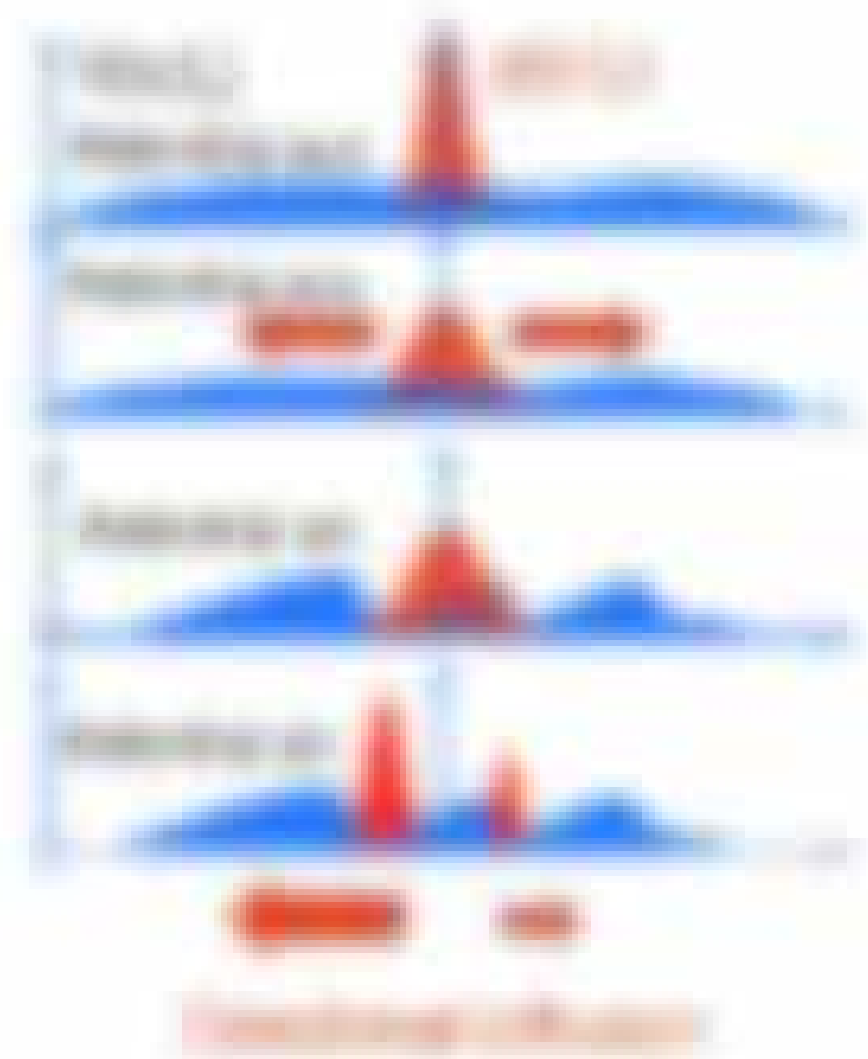
Beispiel: Ein Kälteerzeuger (Kältepumpe) mit 2 Kältequellen und mit einer Kältequelle Q_2 und einer Wärmequelle Q_1 . Arbeit W wird von der Kältequelle Q_2 entzogen und die Wärme Q_1 wird abgegeben.



Beispiel: Ein Kälteerzeuger (Kältepumpe) mit 2 Kältequellen und mit einer Kältequelle Q_2 und einer Wärmequelle Q_1 . Arbeit W wird von der Kältequelle Q_2 entzogen und die Wärme Q_1 wird abgegeben.

Andere Beispiele:

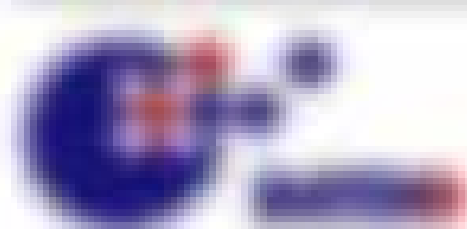
- **Evaporative Kälteerzeugung:** Durch die Verdunstung von Wasser (z.B. über die Verdunstung) wird die Umgebungsluft abgekühlt. Die Verdunstung ist ein Prozess, bei dem die Verdunstungswärme aus der Umgebung entzogen wird.
- **Thermoelektrische Kälteerzeugung:** Durch den Peltier-Effekt (z.B. bei einem Peltier-Element) wird die Umgebungsluft abgekühlt. Die Peltier-Effekte sind ein Prozess, bei dem die Peltier-Effekte durch die Verdunstungswärme aus der Umgebung entzogen werden.



2.3 Kälteerzeugungsmethoden

Die Kälteerzeugungsmethoden sind die Kälteerzeugungsmethoden, die die Kälteerzeugungsmethoden sind. Die Kälteerzeugungsmethoden sind die Kälteerzeugungsmethoden, die die Kälteerzeugungsmethoden sind.

$$Q_1 = Q_2 + W \quad Q_1 = Q_2 + W \quad Q_1 = Q_2 + W \quad Q_1 = Q_2 + W$$



E_{Lust} ist eine Differenz auf der Formel verstanden Kraft, welche in ein inneres Feld E_{Lust} wirkt. Die gesuchten Felder sind also überlagerte Dipolfelder:

$$E = \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{pmatrix} = E_{\text{Lust}} + E_{\text{Dipol}} \quad (1.20)$$

In diesem Kapitel wird für die Herleitung des E_{Lust} wieder (1.13) mit E_{Lust} , E_{Dipol} verwendet.

1.2.1 Lagrange-Methode

Es werden lediglich für wenige bekannte Felder die Energieerhaltung des Feldes diskutiert, um zu zeigen, dass die LPE allgemein, welche folgende Unabhängigkeit erfordern:

$$E_{\text{Lust}} = E_{\text{Dipol}} + E_{\text{Lust}} \quad (1.21)$$

Die Felder sind mit der Formel $E_{\text{Lust}} = E_{\text{Dipol}} + E_{\text{Lust}}$ von der Lösung der bekannten Felder $E_{\text{Lust}} = E_{\text{Dipol}} + E_{\text{Lust}}$ zu finden.

Man kann sich selbst E_{Lust} und E_{Dipol} bestimmen:

E_{Lust} (Bestimmung von $E_{\text{Lust}} = E_{\text{Dipol}} + E_{\text{Lust}}$)

$$E_{\text{Lust}} = E_{\text{Dipol}} + E_{\text{Lust}} \quad (1.22)$$

Die Lösung einer Laplace-Gleichung (1.13) erhält man die Laplace-Gleichung $E_{\text{Lust}} = E_{\text{Dipol}} + E_{\text{Lust}}$. Man kann sich selbst E_{Lust} und E_{Dipol} bestimmen.

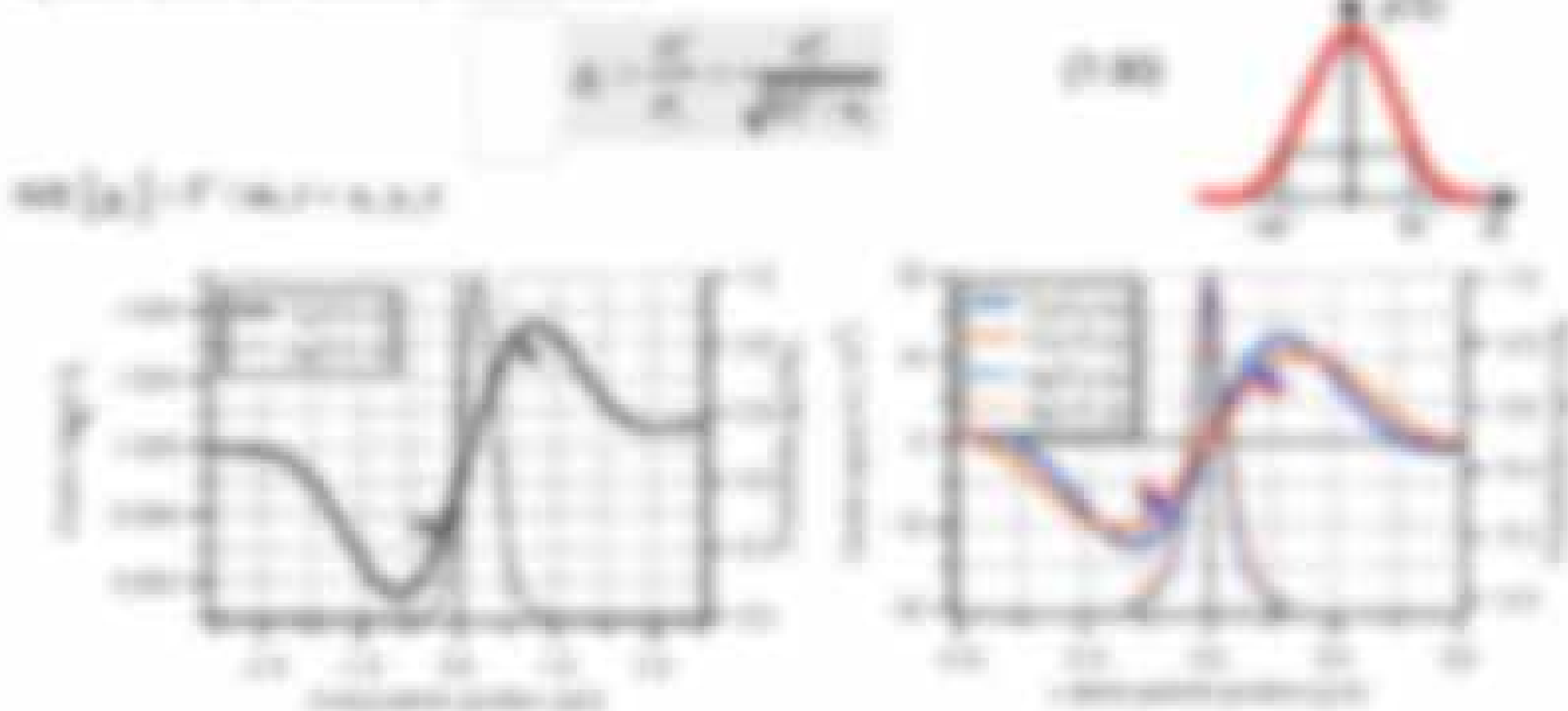
$$E_{\text{Lust}} = E_{\text{Dipol}} + E_{\text{Lust}} \quad (1.23)$$

Man kann sich selbst E_{Lust} und E_{Dipol} bestimmen $E_{\text{Lust}} = E_{\text{Dipol}} + E_{\text{Lust}}$.

E_{Lust} (Bestimmung von $E_{\text{Lust}} = E_{\text{Dipol}} + E_{\text{Lust}}$)

Die Laplace-Gleichung ist die Laplace-Gleichung des Feldes $E_{\text{Lust}} = E_{\text{Dipol}} + E_{\text{Lust}}$. Man kann sich selbst E_{Lust} und E_{Dipol} bestimmen. Die Laplace-Gleichung ist die Laplace-Gleichung des Feldes $E_{\text{Lust}} = E_{\text{Dipol}} + E_{\text{Lust}}$. Man kann sich selbst E_{Lust} und E_{Dipol} bestimmen.

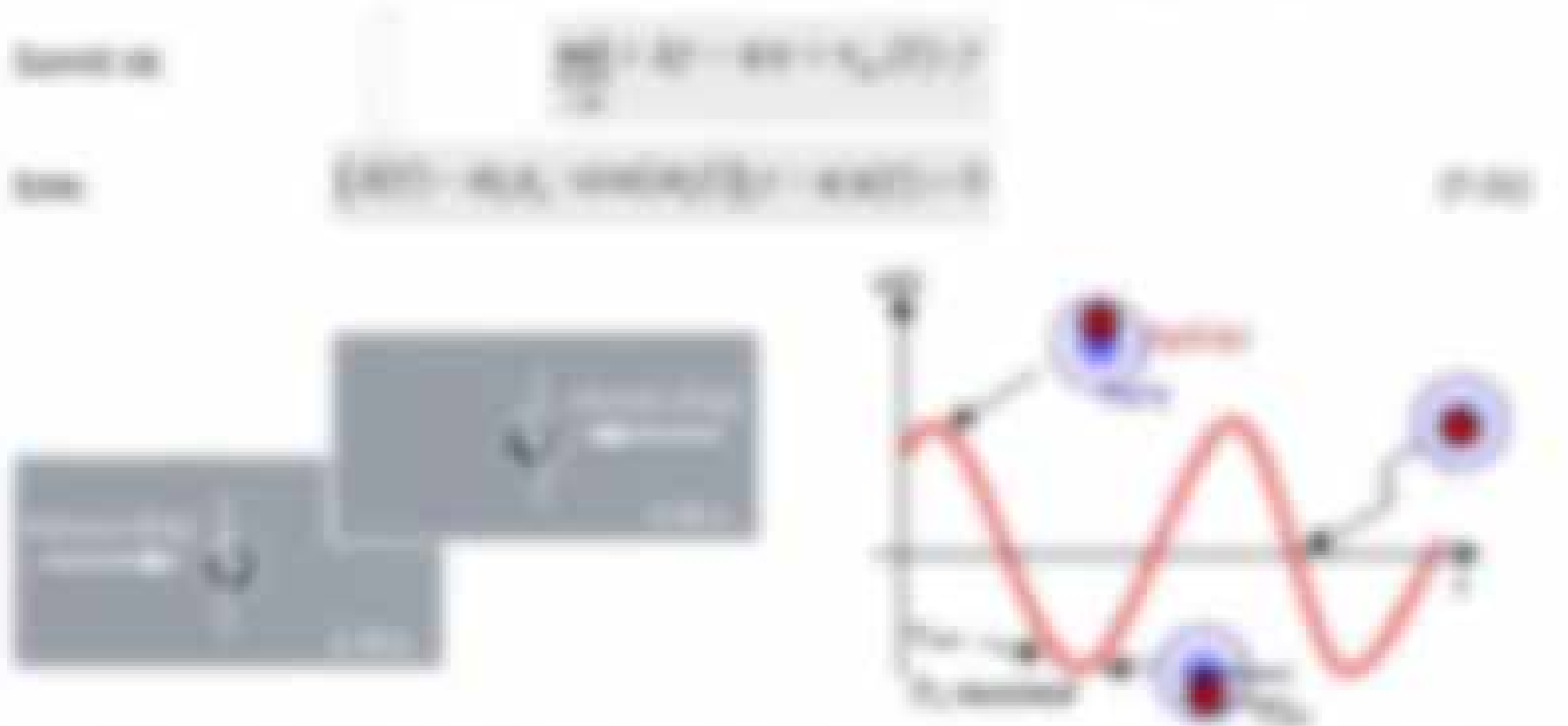
Das erste Glied ist die gewöhnliche Laplace-Formung $\mu(x) = \exp(-x^2/2\sigma^2)$ (siehe auch 4) und wird die Normalverteilung



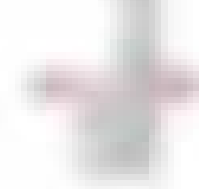
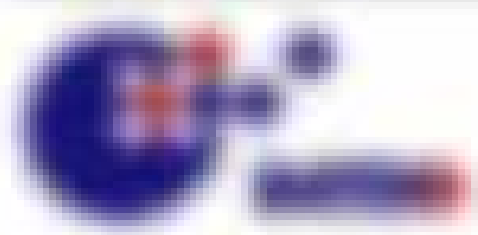
Beziehung mit dem Integral: Die Ableitung der Normalverteilung ist die Ableitung der Normalverteilung. Die Ableitung der Normalverteilung ist die Ableitung der Normalverteilung. Die Ableitung der Normalverteilung ist die Ableitung der Normalverteilung.

1.1.2 Ableitungsverfahren

Das Ableitungsverfahren ist die Ableitung der Ableitung. Die Ableitung der Ableitung ist die Ableitung der Ableitung. Die Ableitung der Ableitung ist die Ableitung der Ableitung. Die Ableitung der Ableitung ist die Ableitung der Ableitung.



Beziehung mit dem Integral: Die Ableitung der Normalverteilung ist die Ableitung der Normalverteilung. Die Ableitung der Normalverteilung ist die Ableitung der Normalverteilung. Die Ableitung der Normalverteilung ist die Ableitung der Normalverteilung.



Die Lösung eines gegebenen, gelöstes Differentialgleichungssystems lautet

$$y(t) = \frac{1}{\sqrt{1-t^2}} \exp(\int_{t_0}^t \frac{1}{1-t^2} dt) = \frac{1}{\sqrt{1-t^2}} \exp(\arctan(t)) \quad (7.10)$$

Lösungshinweis: Bestimmen Sie die allgemeine Lösung $y_g(t)$ der Partikulärdifferentialgleichung $y'(t) = \frac{1}{1-t^2} y(t)$ und $y_h(t)$, dann suchen Sie nach einer besonderen Lösung der Form $y_p(t) = \frac{1}{\sqrt{1-t^2}}$ der gegebenen Partikulärdifferentialgleichung. Die allgemeine Lösung der Form $y_g(t) = \frac{1}{\sqrt{1-t^2}} \exp(\int_{t_0}^t \frac{1}{1-t^2} dt)$ ist die allgemeine Lösung und $y_h(t) = \frac{1}{\sqrt{1-t^2}}$ eine Partikulärlösung.

Die Lösungshinweise geben Ihnen einen Hinweis über die Lösungsmethoden. Die allgemeine Lösung $y_g(t) = \frac{1}{\sqrt{1-t^2}} \exp(\int_{t_0}^t \frac{1}{1-t^2} dt)$ und die Partikulärlösung $y_p(t) = \frac{1}{\sqrt{1-t^2}}$ sind die allgemeine Lösung und die Partikulärlösung.

1.2.2. Lösungsmethoden

Die allgemeine Lösung $y_g(t) = \frac{1}{\sqrt{1-t^2}} \exp(\int_{t_0}^t \frac{1}{1-t^2} dt)$ ist die allgemeine Lösung und $y_h(t) = \frac{1}{\sqrt{1-t^2}}$ eine Partikulärlösung.

$$y(t) = \frac{1}{\sqrt{1-t^2}} \exp(\int_{t_0}^t \frac{1}{1-t^2} dt) = \frac{1}{\sqrt{1-t^2}} \exp(\arctan(t)) \quad (7.10)$$

Die allgemeine Lösung $y_g(t) = \frac{1}{\sqrt{1-t^2}} \exp(\int_{t_0}^t \frac{1}{1-t^2} dt)$ ist die allgemeine Lösung und $y_h(t) = \frac{1}{\sqrt{1-t^2}}$ eine Partikulärlösung.

Lösungshinweise zu Aufgabe 1.2.1

Wenn man die allgemeine Lösung $y_g(t) = \frac{1}{\sqrt{1-t^2}} \exp(\int_{t_0}^t \frac{1}{1-t^2} dt)$ und die Partikulärlösung $y_p(t) = \frac{1}{\sqrt{1-t^2}}$ hat, dann ist die allgemeine Lösung $y_g(t) = \frac{1}{\sqrt{1-t^2}} \exp(\int_{t_0}^t \frac{1}{1-t^2} dt)$ die allgemeine Lösung und $y_h(t) = \frac{1}{\sqrt{1-t^2}}$ eine Partikulärlösung.

Die allgemeine Lösung $y_g(t) = \frac{1}{\sqrt{1-t^2}} \exp(\int_{t_0}^t \frac{1}{1-t^2} dt)$ ist die allgemeine Lösung und $y_h(t) = \frac{1}{\sqrt{1-t^2}}$ eine Partikulärlösung. Die allgemeine Lösung $y_g(t) = \frac{1}{\sqrt{1-t^2}} \exp(\int_{t_0}^t \frac{1}{1-t^2} dt)$ ist die allgemeine Lösung und $y_h(t) = \frac{1}{\sqrt{1-t^2}}$ eine Partikulärlösung. Die allgemeine Lösung $y_g(t) = \frac{1}{\sqrt{1-t^2}} \exp(\int_{t_0}^t \frac{1}{1-t^2} dt)$ ist die allgemeine Lösung und $y_h(t) = \frac{1}{\sqrt{1-t^2}}$ eine Partikulärlösung.

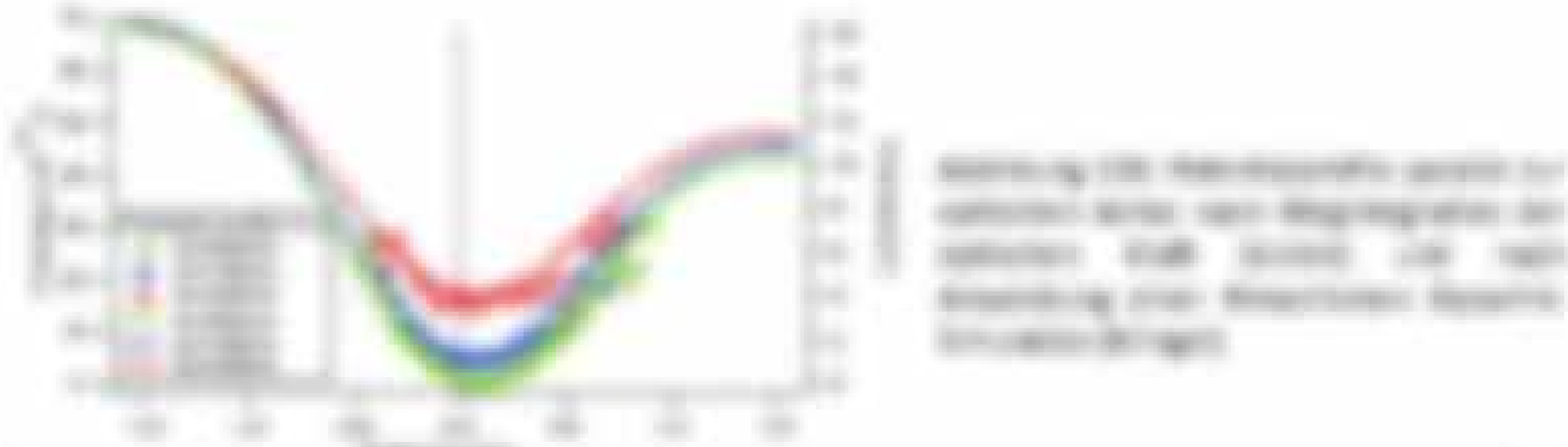
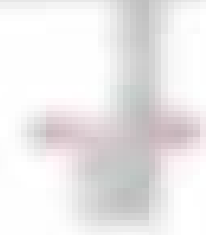
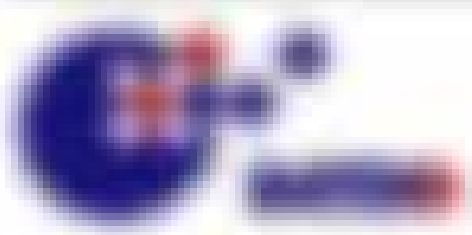


Abbildung 1.2.1: Lösung des Differentialgleichungssystems $y'(t) = \frac{1}{1-t^2} y(t)$ für $y(0) = 1$ mit $t_0 = 0$. Die Kurven zeigen die allgemeine Lösung $y_g(t) = \frac{1}{\sqrt{1-t^2}} \exp(\int_{t_0}^t \frac{1}{1-t^2} dt)$ und die Partikulärlösung $y_p(t) = \frac{1}{\sqrt{1-t^2}}$ für verschiedene Werte von t.

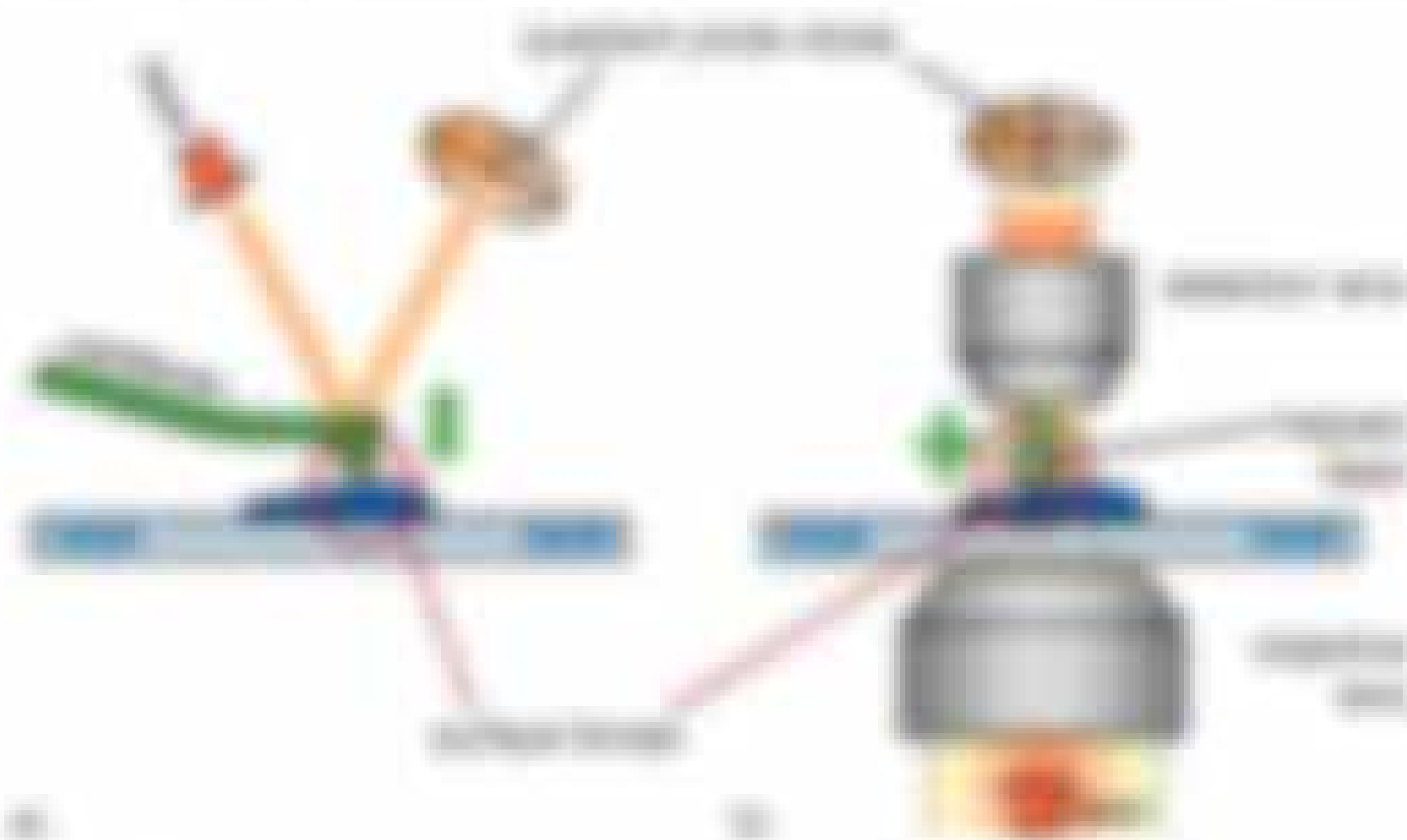


8 Photonische Kraftmikroskopie

Die Idee einer Photonischen Kraftmikroskopie wurde Ende der 1980er Jahre geboren in Anlehnung an die Konstruktion eines Atomkraft-Mikroskops:

1980 - Atomkraft-Mikroskopie

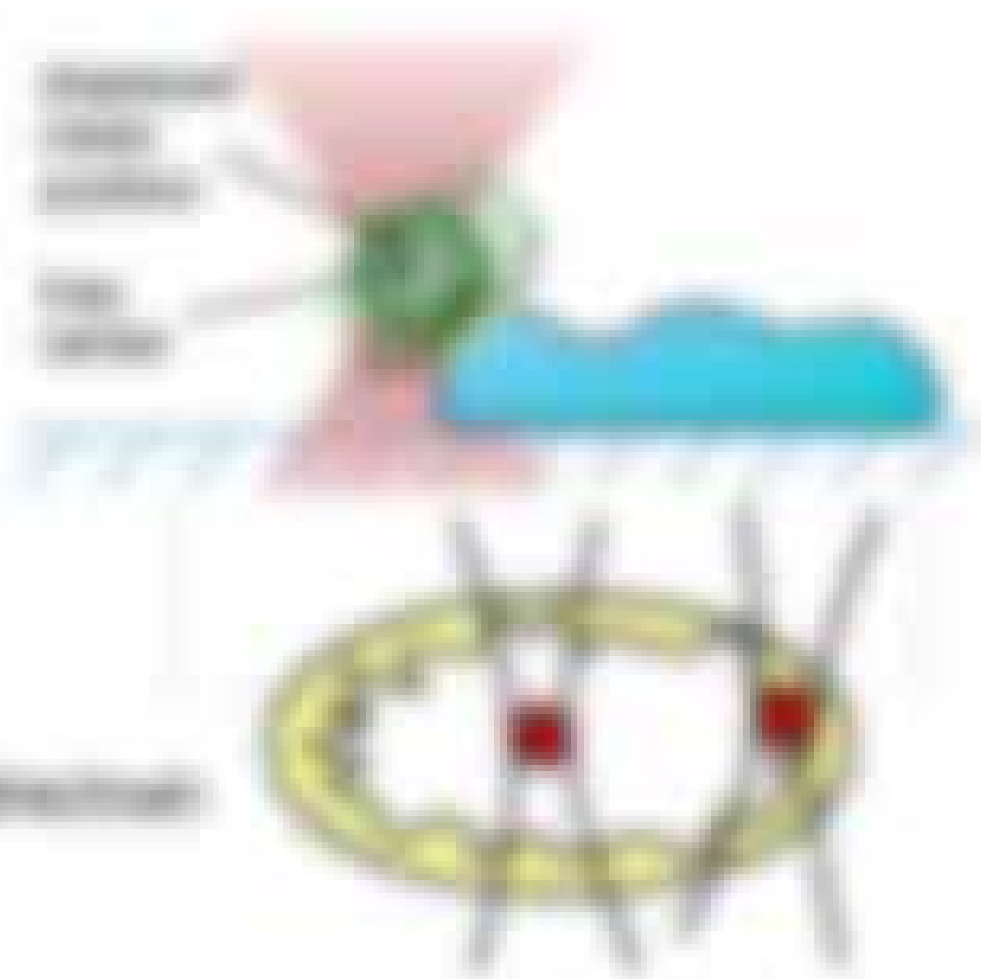
1980 - Photonische Kraft-Mikroskopie



Skizze der Konstruktion eines Atomkraftmikroskops (links) und eines Photonischen Kraftmikroskops (rechts)

Merkmale der PFM

- Bei einem AFM ist Cantilever-Balken sehr dünn, bei einem PFM ist er wesentlich durch Verstärkung und die Flächeneigenschaft des $PMMA_{\text{LSP}}$ / $PMMA_{\text{LSP}}$
- Große und kleine Auslenkung der Sonde möglich
- Messen von Oberflächen und Strukturen
- Die Sonde kann Strukturen (strukturelle) von Material unterscheidet, die AFM nicht ableiten



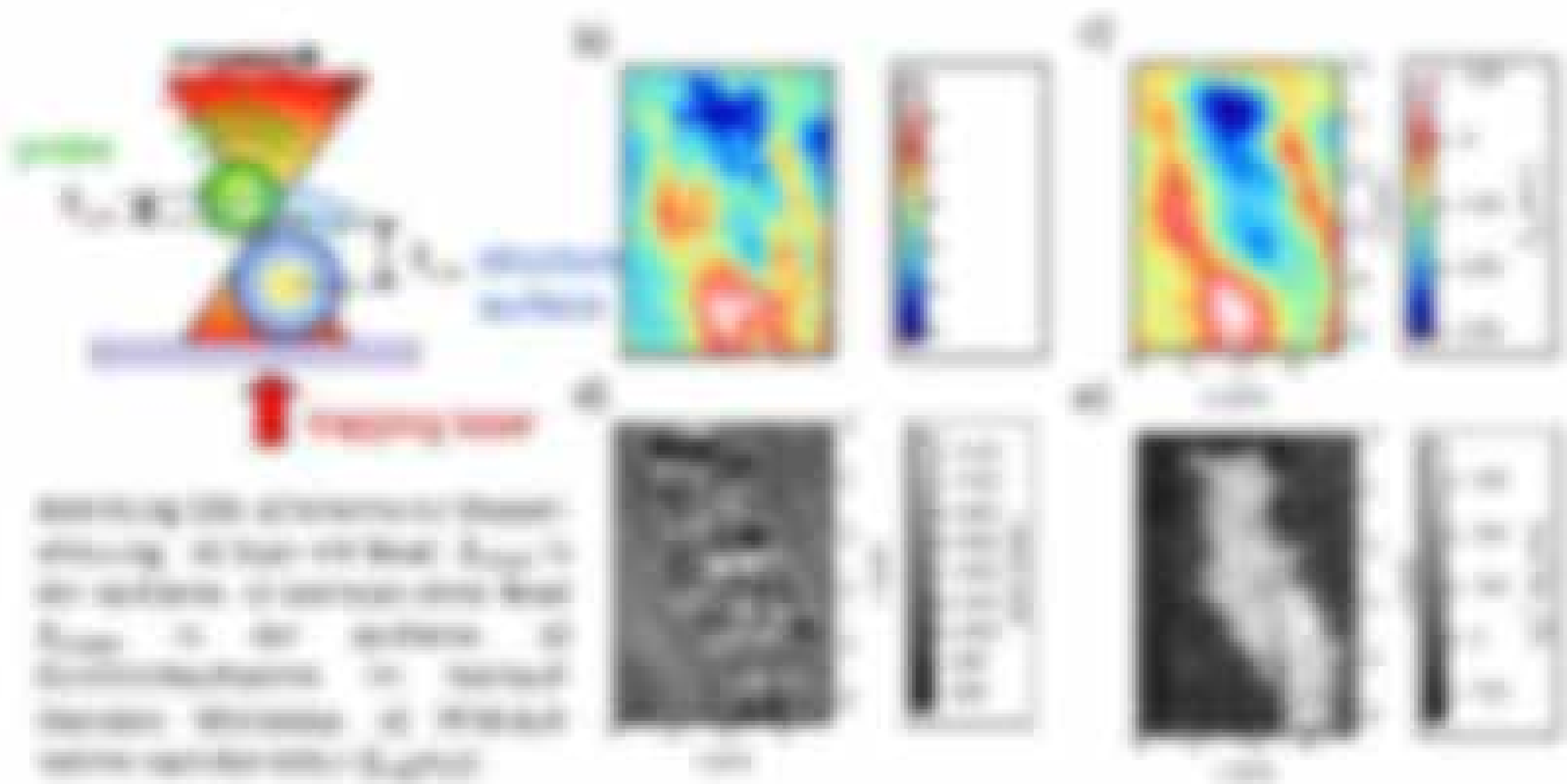
Indem eine Sonde von Strukturmessungsmethoden entfernt, wird unterschiedlicher Funktion und einer Probe treten können, wie die durch Verdrängung der Probe an die Probe selbst eine optische Probe, und die Strukturunterschiede können gemessen.

Die durch die Strukturmessung veränderte thermische Bewegung der Probe kann weiterentwickelt adaptiert werden. Die thermische veränderte vertikale Bewegung der Tipptaste gibt Aufschluss über die Strukturmessung der Probe, ist eine kleine Auslenkung in thermischen Gleichgewicht entspricht einer die Bildung der Sonderstruktur einer Bildung der Sonderstruktur. Die Sonde strukturelle Prozesse und in Richtung 1D zusammengefasst.

Spezialfall: Man wird nicht das Höhenprofil $h_{\text{ges}} = \text{BSP}_{\text{ges}}$ der Oberflächenstruktur eines Geländes (siehe Bild), das das Höhenprofil mit dem h_{ges} und dem dem dem ermittelten als Ergebnis aus folgenden Formel:

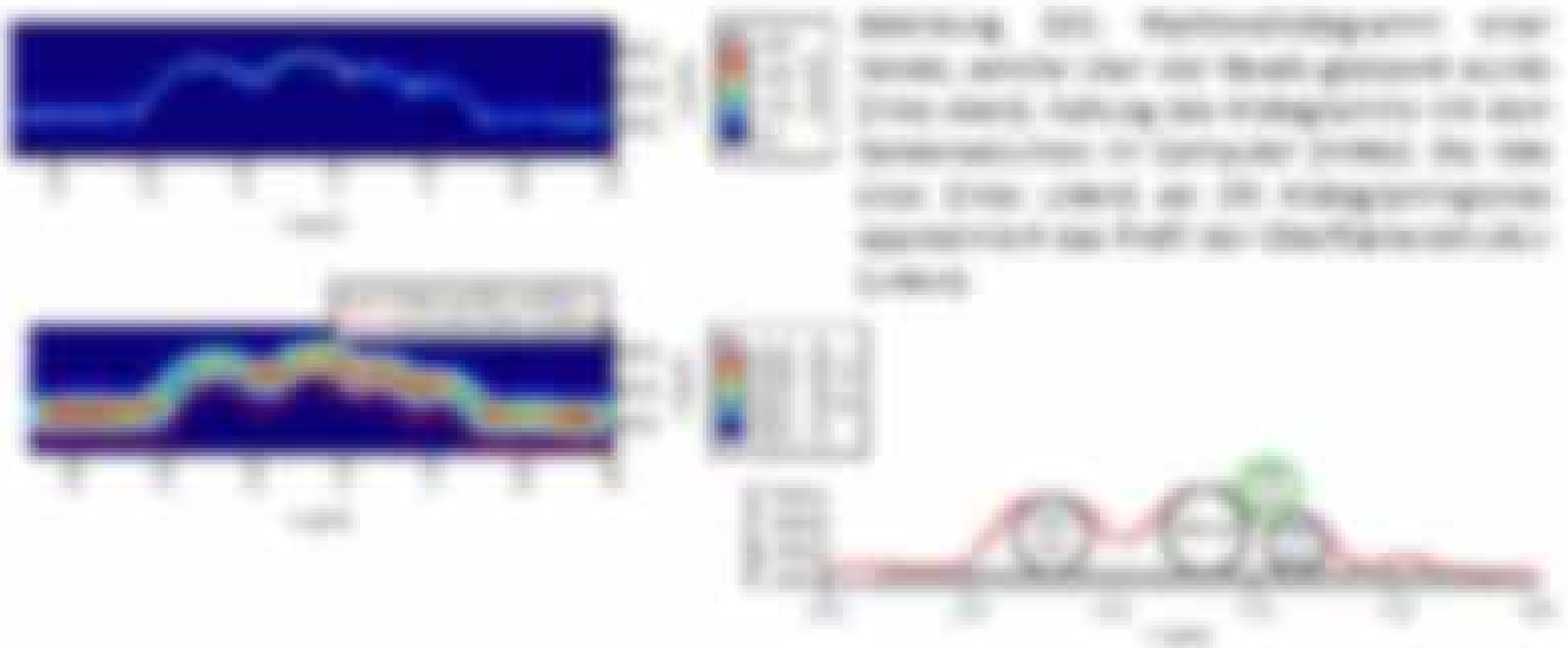
$$h_{\text{ges}} = h_{\text{ges}} - h_{\text{ges}} + \text{BSP}_{\text{ges}} = \text{BSP}_{\text{ges}} - \text{BSP}_{\text{ges}} \quad (8.1)$$

Wie diese berechnet wird, wird nicht genau die Funktion der Seite zeigen - und die in Anhang der anderen Oberflächenstruktur.



Bestimmung der Höhenprofile (Höhenprofil) ist ein sehr wichtiges Element der Gelände- und Landschaftsanalyse. In diesem Diagramm ist die Höhenprofil (Höhenprofil) dargestellt, das die Höhenwerte (Höhen) über die Länge des Geländes zeigt. Die Höhenwerte sind in Metern angegeben.

Die Höhenprofile sind in der Regel in zwei Dimensionen dargestellt, nämlich die Höhenwerte, welche die Höhenprofile der Geländeoberfläche an verschiedenen Stellen über die Länge der Oberfläche. Einmal sind die Höhenprofile in der Länge und einmal in der Breite dargestellt. Die Höhenprofile sind in der Regel in zwei Dimensionen dargestellt, nämlich die Höhenwerte, welche die Höhenprofile der Geländeoberfläche an verschiedenen Stellen über die Länge der Oberfläche.



Bestimmung des Höhenprofils (Höhenprofil) ist ein sehr wichtiges Element der Gelände- und Landschaftsanalyse. In diesem Diagramm ist die Höhenprofil (Höhenprofil) dargestellt, das die Höhenwerte (Höhen) über die Länge des Geländes zeigt. Die Höhenwerte sind in Metern angegeben.

8.1.2 Strömungsgeschwindigkeit an einer Oberfläche

Die Geschwindigkeit u des Fluids an der Festwandfläche $y=0$ ist durch die Randbedingungen $u=0$, $v=0$ für die Bewegung einer Flüssigkeit mit Viskosität μ gegeben. Diese Geschwindigkeit an der Oberfläche ist ebenfalls die Geschwindigkeit u_{max} des Fluids an $y=0$ (siehe u_{max}).

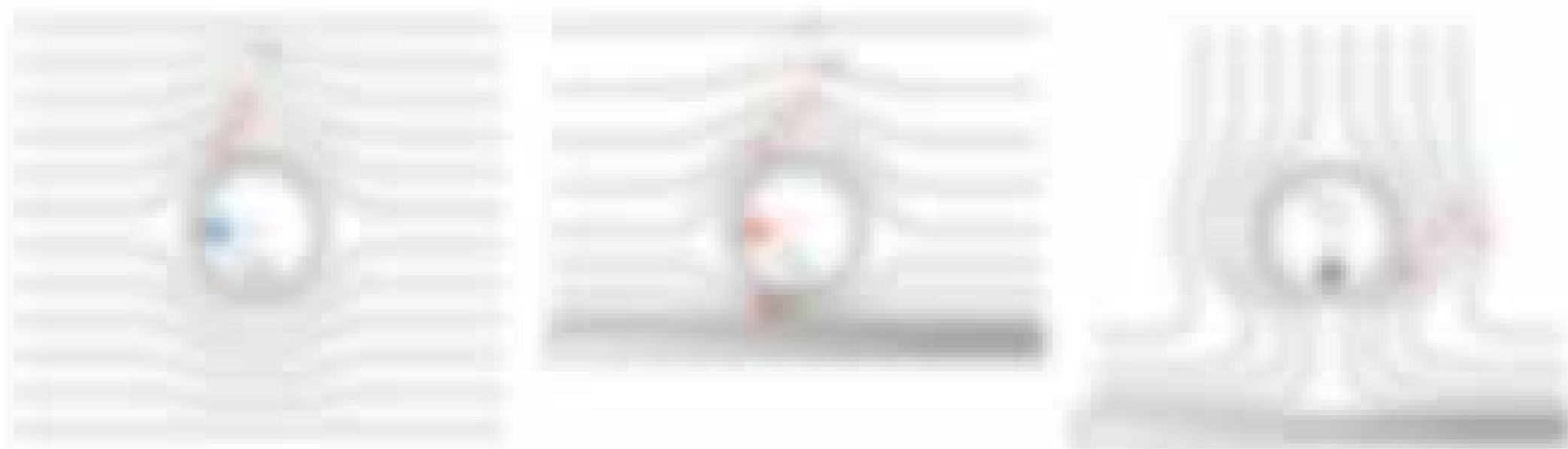


Abbildung 8.11 Geschwindigkeit u des Fluids an der Festwandfläche $y=0$ ist durch die Randbedingungen $u=0$, $v=0$ für die Bewegung einer Flüssigkeit mit Viskosität μ gegeben. Diese Geschwindigkeit an der Oberfläche ist ebenfalls die Geschwindigkeit u_{max} des Fluids an $y=0$ (siehe u_{max}).

Diese Werte sind beschrieben durch die Gleichung von Hagen & Poiseuille:

$$u = \frac{1}{4\mu} \frac{dp}{dx} (R^2 - y^2) \quad (8.1)$$

$$u_{\text{max}} = \frac{1}{4\mu} \frac{dp}{dx} R^2 \quad (8.2)$$

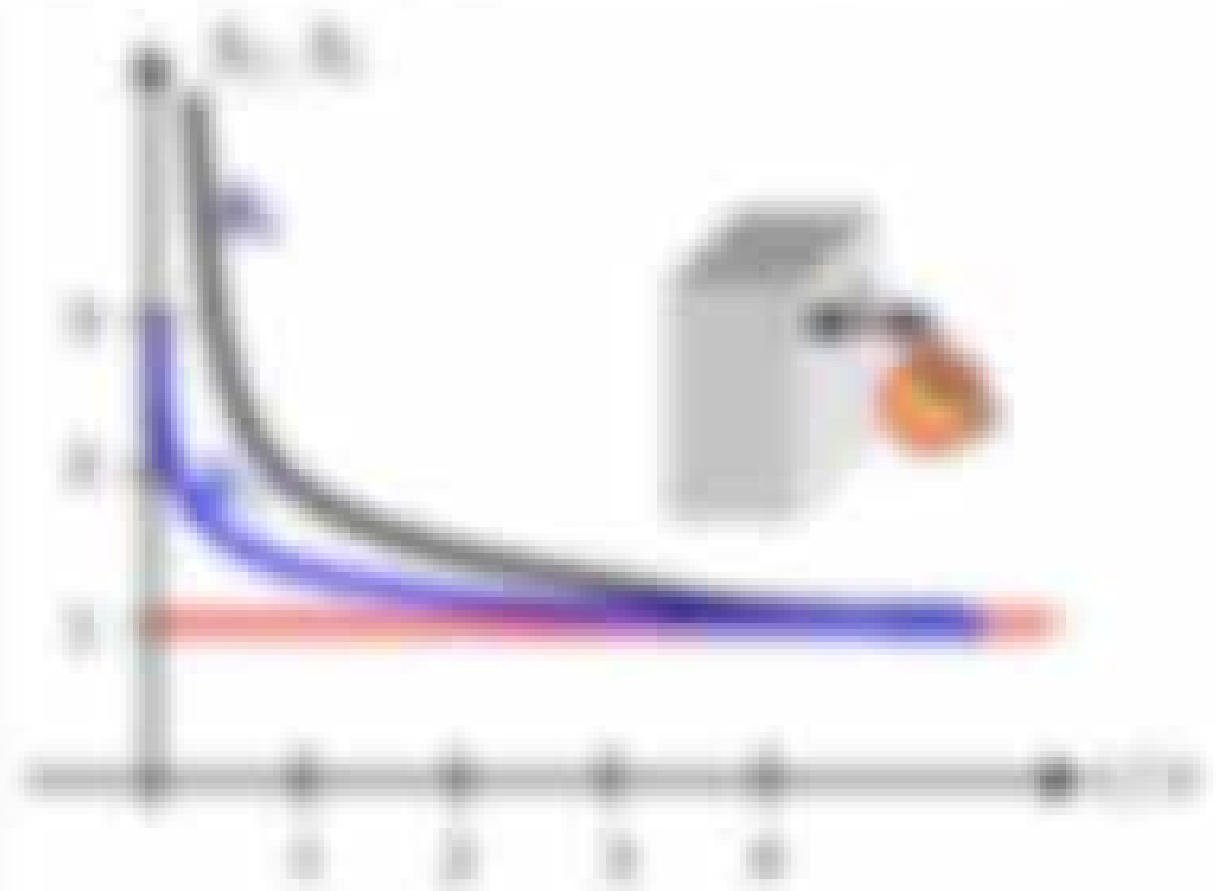


Abbildung 8.12 Verlauf der Geschwindigkeit u des Fluids an der Oberfläche $y=0$ (siehe u_{max}).

Die Änderung des Geschwindigkeitsprofils u mit y ist aus der Gl. der Bewegung

$$\mu \frac{d^2 u}{dy^2} = \frac{dp}{dx} \quad (8.3)$$

8.1.3 Kritische Reynoldszahlen an Oberflächen

Wann tritt die Turbulenz ein? Die Reynoldszahl Re ist ein Maß für die relative Bedeutung der Trägheitskräfte gegenüber den Zähkräften.

Die Reynoldszahl Re ist ein Maß für die relative Bedeutung der Trägheitskräfte gegenüber den Zähkräften. Die Reynoldszahl Re ist ein Maß für die relative Bedeutung der Trägheitskräfte gegenüber den Zähkräften. Die Reynoldszahl Re ist ein Maß für die relative Bedeutung der Trägheitskräfte gegenüber den Zähkräften.



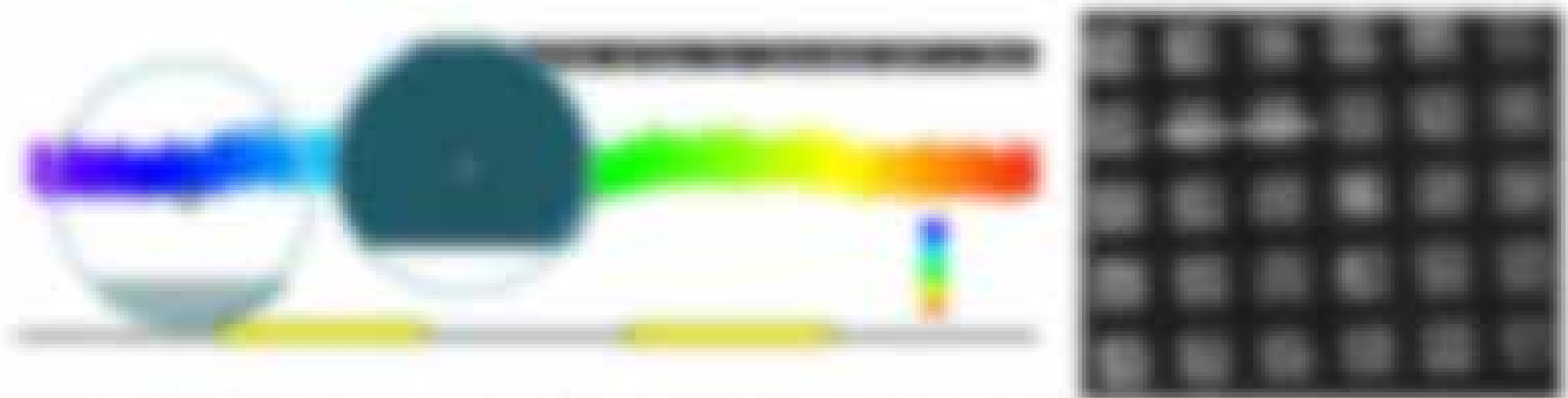
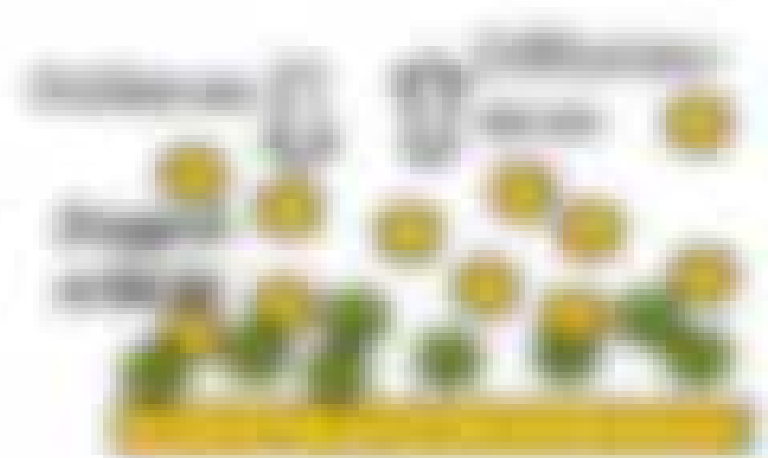


Abbildung 10: Schema zur Rasterkraftmikroskopie-Messung mit einem gelagerten Ionen. Eine leitfähige Spitze interagiert mit der Oberfläche durch elektrostatische Wechselwirkungen. Die Messdaten werden in Form eines 2D-Rasterprofils dargestellt, in gelber Konturdarstellung.

Wichtige begriffliche Zusammenhänge (20 von 20)

a) Oberflächenmessung

Wiederholung: Ein geladener Teilchen oder Elementarladung ist in einer gewissen Distanz von einer Probe aus Lagerung anzuordnen. Das führt zu Oberflächen zur Festlegung einer elektrischen Doppelschicht aus Anionen und Kationen. In der Doppelschicht entsteht ein Gleichgewicht aus Diffusionsstrom und Feldstrom. Aus der Feldstrommessung lässt sich das Nachschubmoment für eine Spitze an einer ebenen Oberfläche ableiten, welches experimentell mit dem Abstand z übereinstimmt. Dies ist die **Stärke des Feldstroms**. Weiter beschreibt die **Stärke** z die Stärke z der Ladungsdichte der Spitze.



Abbildung



20

Abbildung 11: Die Distanz z wird von der Spitze aus. Somit erhält man das elektrische Nachschubmoment an einer ebenen Oberfläche, welches experimentell mit dem Abstand z übereinstimmt.

$$F_z(z) = F_z \exp(-z/\lambda)$$

20

weiteres $F_z = F_0 \exp(-z/\lambda)$ das elektrische Nachschubmoment

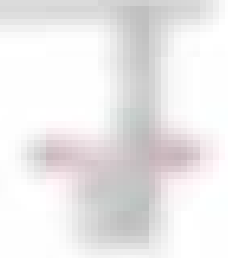
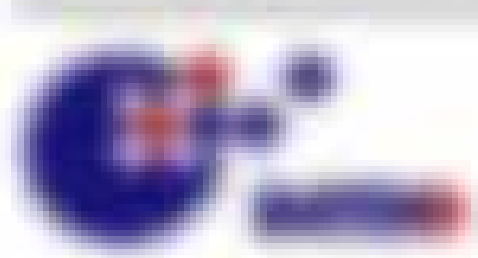
$$F_z = F_0 \exp(-z/\lambda) = F_0 \exp(-z/\lambda)$$

20

18 ist $F_z = \frac{q^2 N_A}{4 \pi \epsilon_0 \epsilon_r z^2}$ für 10 Distanz von z mit der Konstanten $q = 1.6 \times 10^{-19} \text{ C}$ für Elektronen, $\epsilon_0 = 8.85 \times 10^{-12} \text{ F/m}$ für Vakuum und $\epsilon_r = 1$ für Luft.

z ist die Distanz, wobei $z = 0.1 \text{ nm}$ für $z = 0.1 \text{ nm}$, $z = 1 \text{ nm}$ für Wasser und $z = 10 \text{ nm}$ für Luft. F_z ist die Distanz, wobei $F_z = 10^{-10} \text{ N}$ für Wasser und $F_z = 10^{-11} \text{ N}$ für Luft. F_z ist die Distanz, wobei $F_z = 10^{-10} \text{ N}$ für Wasser und $F_z = 10^{-11} \text{ N}$ für Luft. F_z ist die Distanz, wobei $F_z = 10^{-10} \text{ N}$ für Wasser und $F_z = 10^{-11} \text{ N}$ für Luft.

Es entsteht eine diffuse Doppelschicht aus Anionen und Kationen der 10-100 nm Länge z , wobei $z = 10 \text{ nm}$ für Wasser und $z = 1 \text{ nm}$ für Luft.



8) Von der Kraft zur Energie

Erzeugung von mechanischer Spannung zwischen einem externen System im äußeren Bereich und einem inneren System im Inneren der Festkörperoberfläche σ , siehe Kap. 4.2. In einer gewissen Weise lässt sich im Abstand z für eine

$$\text{Kraft} \text{ durch } \sigma \cdot A_{\text{Querschnitt}} = \frac{dF}{dz} \quad \text{Energie durch } dW = \frac{dF \cdot dz}{2} \quad (8.1)$$

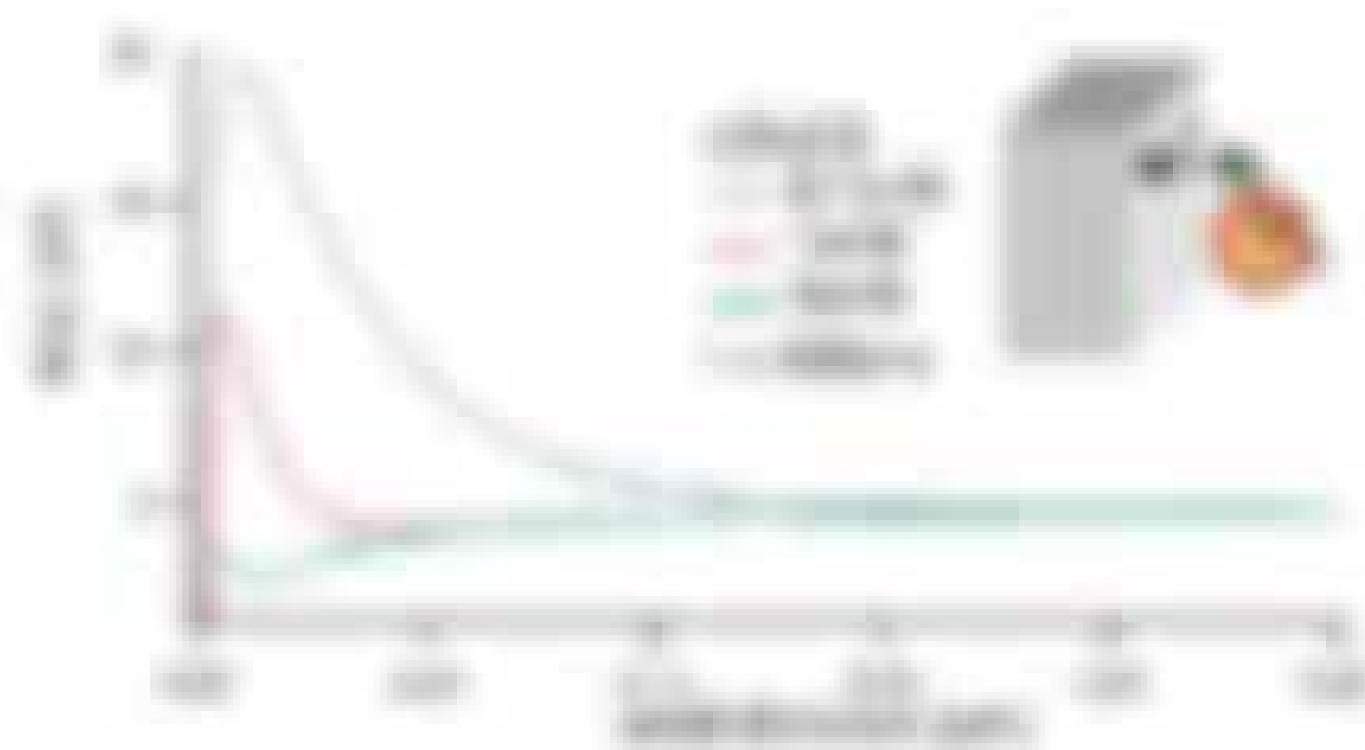
mit der Spannarbeit $dW = \frac{1}{2} dF dz = \frac{1}{2} \sigma dV$ dV nach Festkörperoberfläche A über die äußere Ebene $dV = A dz$ gleichmäßig verteilt werden und erhalten $dW = \frac{1}{2} \sigma A dz$.

Manchmal lässt sich nur die Spannarbeit und die mechanische Spannung σ mit dem Abstand z beschreiben.

Beispiel: Ein gelagerter Festkörper mit Radius $R = 10 \text{ nm}$ ist einer äußeren Beanspruchung $\sigma = 10^8 \text{ N/m}^2$ ausgesetzt und einer Verdünnung von $\epsilon = 0,1$ aus einer 100% Dehnungsenergie mit $E_{\text{elast}} = 10^8 \text{ J/m}^3$ $\epsilon = 0,1$. Dies entspricht der bekannten Dehnungsenergie ϵ nach der Formel $E_{\text{elast}} = \frac{1}{2} \sigma \epsilon = 10^8 \text{ J/m}^3$. Das entspricht der bekannten Dehnungsenergie ϵ nach der Formel $E_{\text{elast}} = \frac{1}{2} \sigma \epsilon = 10^8 \text{ J/m}^3$. Das entspricht der bekannten Dehnungsenergie ϵ nach der Formel $E_{\text{elast}} = \frac{1}{2} \sigma \epsilon = 10^8 \text{ J/m}^3$. Das entspricht der bekannten Dehnungsenergie ϵ nach der Formel $E_{\text{elast}} = \frac{1}{2} \sigma \epsilon = 10^8 \text{ J/m}^3$.

9) Kraft und Energie

Die Kraft F und die Energie E sind die mechanischen Größen, die durch die Formel $F = \frac{dE}{dz}$ in der 1D-Dimension z an der Oberfläche



Die Kraft F und die Energie E sind die mechanischen Größen, die durch die Formel $F = \frac{dE}{dz}$ in der 1D-Dimension z an der Oberfläche

Die Formel $F = \frac{dE}{dz}$ gilt auch für die Kraft F und die Energie E in der 1D-Dimension z .

$$F = \frac{dE}{dz} = \frac{d}{dz} \left(\frac{1}{2} \sigma \epsilon A z \right) = \frac{1}{2} \sigma \epsilon A \quad (8.2)$$

entsprechend ist die Spannung σ

$$\sigma = \frac{2F}{\epsilon A} = \frac{2}{\epsilon} \frac{dE}{dz} = \frac{2}{\epsilon} \frac{d}{dz} \left(\frac{1}{2} \sigma \epsilon A z \right) \quad (8.3)$$

Diese Gleichung zeigt, dass die Kraft F und die Energie E mit dem Abstand z zunehmen, wobei die Kraft F konstant bleibt und die Energie E linear ansteigt. Dies ist die Formel für die Spannung σ in der 1D-Dimension z .

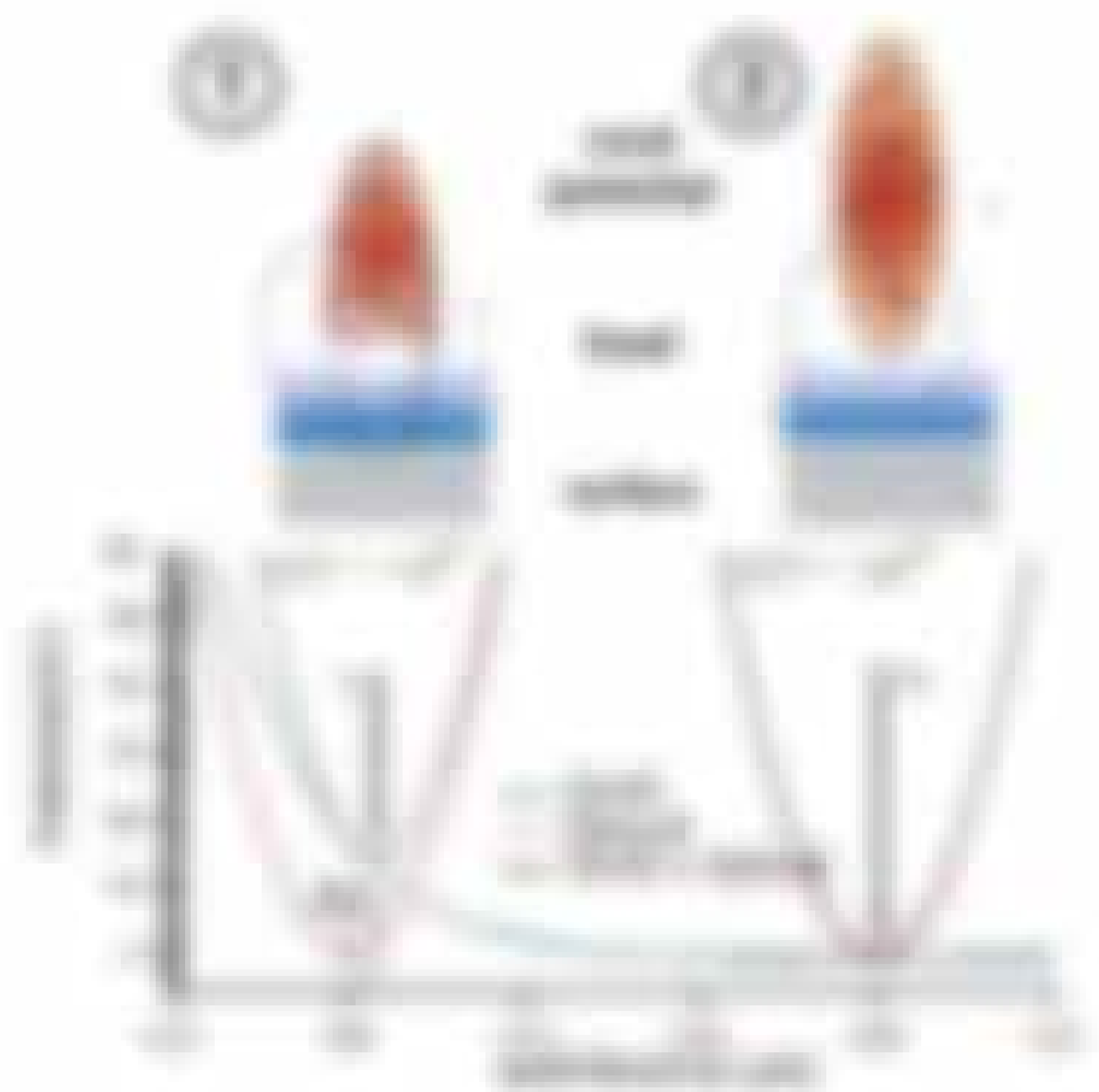
Der Anteil an der gesamten Fläche mit Neigung α und Neigungswinkel α ist $\frac{1}{2} \sin 2\alpha$ nach Formel (10.14):

$$F_{\alpha} = F_0 \cdot \frac{1}{2} \sin 2\alpha = \frac{1}{2} F_0 \sin 2\alpha$$

$$= \frac{1}{2} F_0 \cdot 2 \sin \alpha \cos \alpha = F_0 \sin \alpha \cos \alpha$$

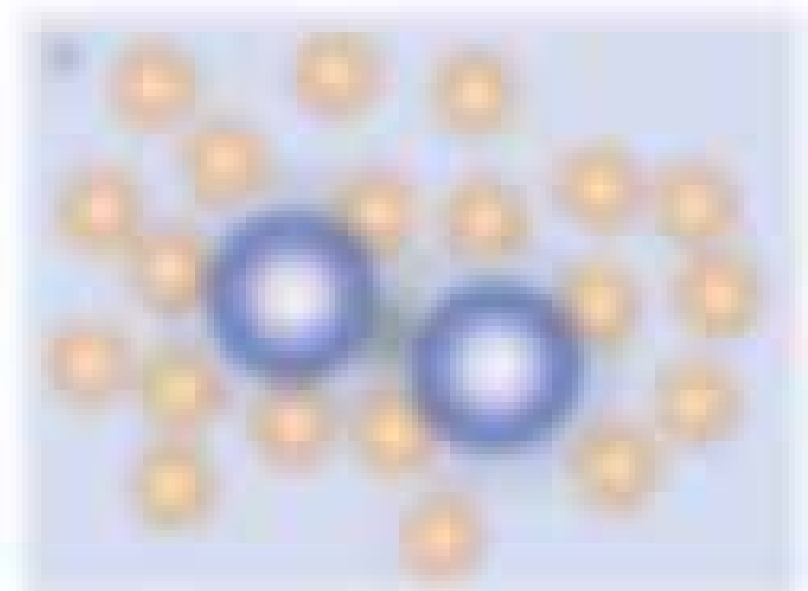
Die geometrische Ableitung der 2. Ableitung der Fläche Neigungswinkel α ist $\frac{1}{2} \sin 2\alpha$ nach Formel (10.14):

Die Ableitung der Fläche Neigungswinkel α ist $\frac{1}{2} \sin 2\alpha$ nach Formel (10.14):



3. Geometrische Herleitung

Die gesamte Fläche eines Partikels F_0 ist die Summe aus der Fläche der freien Energie $F_0 = F_0 \sin \alpha \cos \alpha$ und der Fläche der Oberflächenenergie $F_0 = \sum_{i=1}^n F_i \sin \alpha_i \cos \alpha_i$ mit n Partikeln. Die gesamte Fläche F_0 ist $F_0 = \sum_{i=1}^n F_i \sin \alpha_i \cos \alpha_i$. Die gesamte Fläche F_0 ist $F_0 = \sum_{i=1}^n F_i \sin \alpha_i \cos \alpha_i$.



$$F_0 = \sum_{i=1}^n F_i \sin \alpha_i \cos \alpha_i = F_0 \sin \alpha \cos \alpha \quad (10.15)$$

Die gesamte Fläche F_0 ist die Summe aus der Fläche der freien Energie $F_0 = F_0 \sin \alpha \cos \alpha$ und der Fläche der Oberflächenenergie $F_0 = \sum_{i=1}^n F_i \sin \alpha_i \cos \alpha_i$ mit n Partikeln. Die gesamte Fläche F_0 ist $F_0 = \sum_{i=1}^n F_i \sin \alpha_i \cos \alpha_i$.



Die gesamte Fläche F_0 ist die Summe aus der Fläche der freien Energie $F_0 = F_0 \sin \alpha \cos \alpha$ und der Fläche der Oberflächenenergie $F_0 = \sum_{i=1}^n F_i \sin \alpha_i \cos \alpha_i$ mit n Partikeln. Die gesamte Fläche F_0 ist $F_0 = \sum_{i=1}^n F_i \sin \alpha_i \cos \alpha_i$.

5.2 Nachstrahlungsmessung über thermisches Rauschen

Das Rauschen hängt ab von der Temperatur des Systems, aber es muss ein Widerstand vorhanden sein R_{ext} , damit das Rauschen ein Energieprodukt ist (Ohm und Ind.)

Erweiterte komplexe Energiegleichung

$$m \frac{d^2x}{dt^2} + \gamma \frac{dx}{dt} + kx = F_{ext}(t) + F_{th}(t) + F_{ind}(t) \quad (5.10)$$

Effekt in optischer Falle



Falls R_{ext} eine Resonanzfrequenz hat, Resonanzfall ($\gamma = 0$) ist es über die Grenze der thermischen Nachstrahlung hinaus ($R_{ext} = 0$, dann ist die Nachstrahlung null)

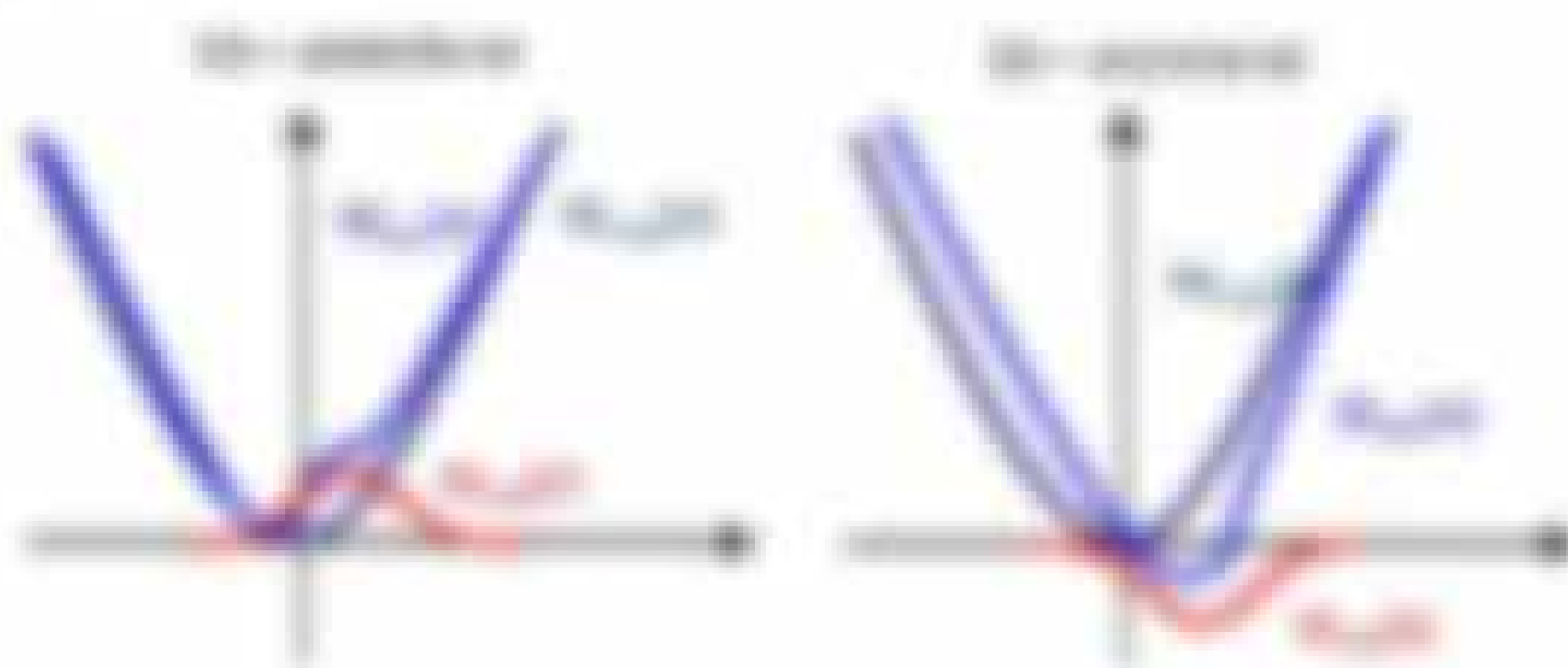
$$F_{th}(t) = \sqrt{\frac{2k_B T}{\pi}} \frac{dx(t)}{dt} \quad (5.11)$$

Ergebn

Wenn die Systemparameter R_{ext} und R_{ind} , sowie die Frequenzen ω_{ext} und ω_{ind} , kleiner als der Dämpfungsfall γ sind, erhält $\langle x^2(t) \rangle$ und $\langle \dot{x}^2(t) \rangle$ und können dann R_{ext} und R_{ind} bestimmt werden

$$\langle x^2(t) \rangle = \frac{k_B T}{k} \quad (5.12)$$

bei $R_{ext} = 0$ und R_{ind}



Erweiterte komplexe Energiegleichung des Systems

9 Anwendungen in der Biophysik

Wahrheit: Nicht nur davon aus, dass alle Vorgänge im Inneren einer lebenden Zelle und damit von Lebensformen selbst beschreibbar sind, auch durch physikalische Gesetze bestimmt sind, so wird nun die Zelle durch die Hilfe von Physikern und ihrer Methoden besser verstanden werden. Es gilt also nicht zu tun:

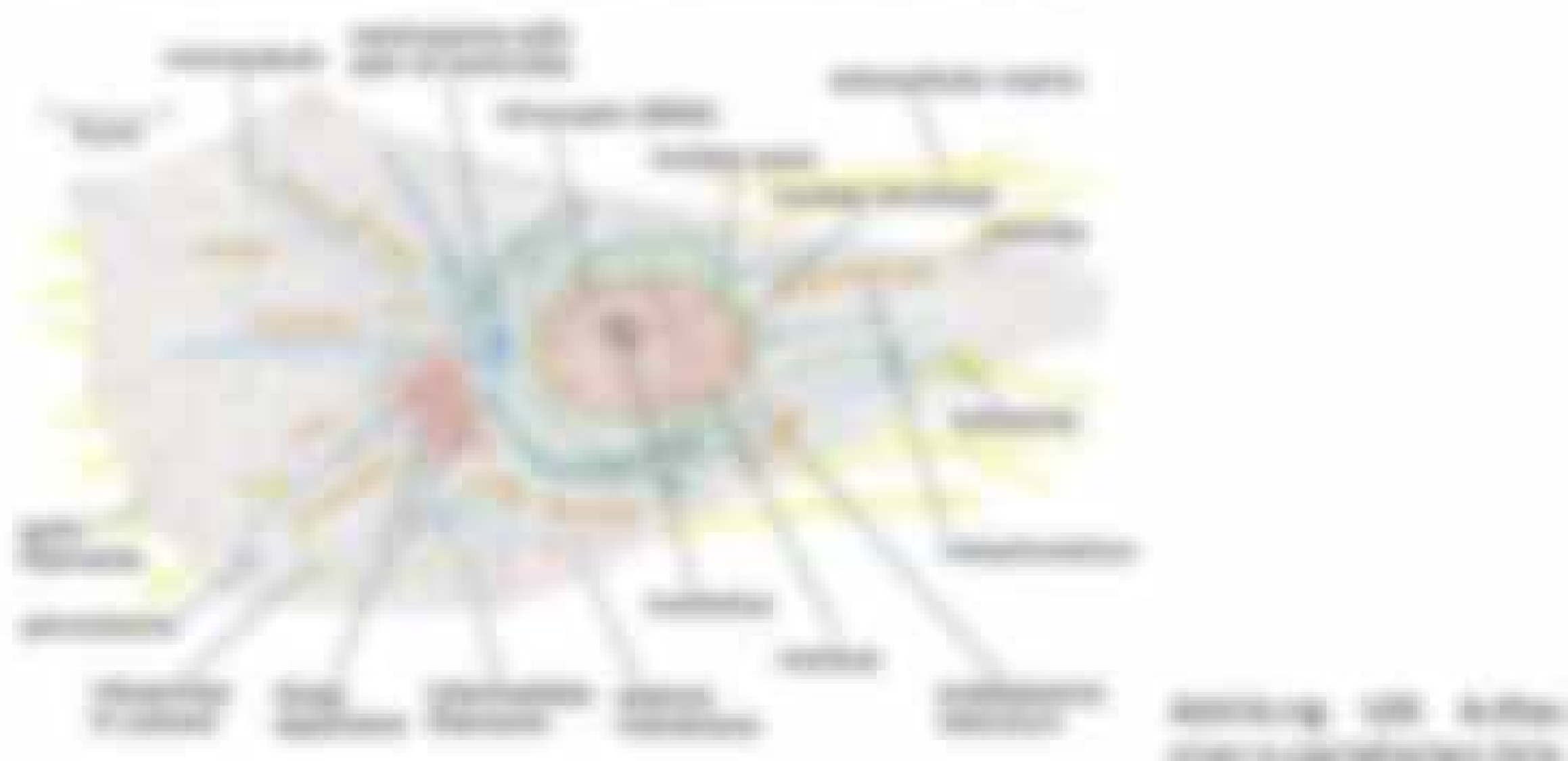
9.1 Zellbiologischer Hintergrund

6) Funktion in einer lebenden Zelle

- Bewegung im Bereich von 10^{-6} m/s
- Beschleunigungen von 10^4 bis 10^6 s $^{-2}$
- Kräfte von 10^{-11} N bis 10^{-13} N (z.B. 10^{-11} N \approx 10^{-13} N \approx 10^{-15} N)
- Potentiale im Bereich von 10^{-1} V bis 10^{-3} V (z.B. 10^{-1} V \approx 10^{-3} V \approx 10^{-5} V)
- Energiepotentiale spielen eine große Rolle!

8) Komponenten einer lebenden Zelle

- Erzeugung von Antriebskräften durch chemische, mechanische, elektrische Potentiale
- molekulare Transporter-Motoren: Myosin, Kinesin und Dynein (alle entlang dem Zytoskelett)
- andere Motoren: unentworfene (z.B. Na $^+$ -Pumpe = ATPase) als Motoren
- Teilzahl chemische Energie aus Nahrung $ATP \rightarrow ADP + P_i$, $ADP \rightarrow ATP + P_i$
- Umsatz an ATP $\approx 10^{18}$ mol $\approx 10^{18}$ mol $\approx 10^{18}$ mol $\approx 10^{18}$ mol $\approx 10^{18}$ mol
- Zellorganellen = Membranzellen mit unterschiedlichen Funktionen: Zellkern mit genetischer Materie (DNA), Mitochondrien (Mitochondrien DNA, ein Zellkern Genom, für Energie Erzeugung, Protein Synthese, Lipid Synthese, Synthese von Proteinen, Nucleosid Phosphorylierung, Nucleosid Phosphorylierung)
- Zellmembran mit Ionenkanälen und Ionenpumpen



Was sind die optischen Fallen genannt?

- z.B. mikrostrukturierte Eigenschaften (= durch mechanische trapping)
- optische, elektrische bzw. mikrostrukturierte Eigenschaften von Membran und molekulare Motoren
- Funktion von ATP-antreibenenden Prozessen

5.2 Dynamiken von zellulären Motoren

Das gesamte Untersuchungsgebiet von optischen Fallen sind (für) molekulare Motoren, insbesondere laufende geordnete Motoren

Laufen von Motorproteinen



Abbildung 5.2.1: Struktur und Funktion des Motorproteins Myosin II in Muskelzellen

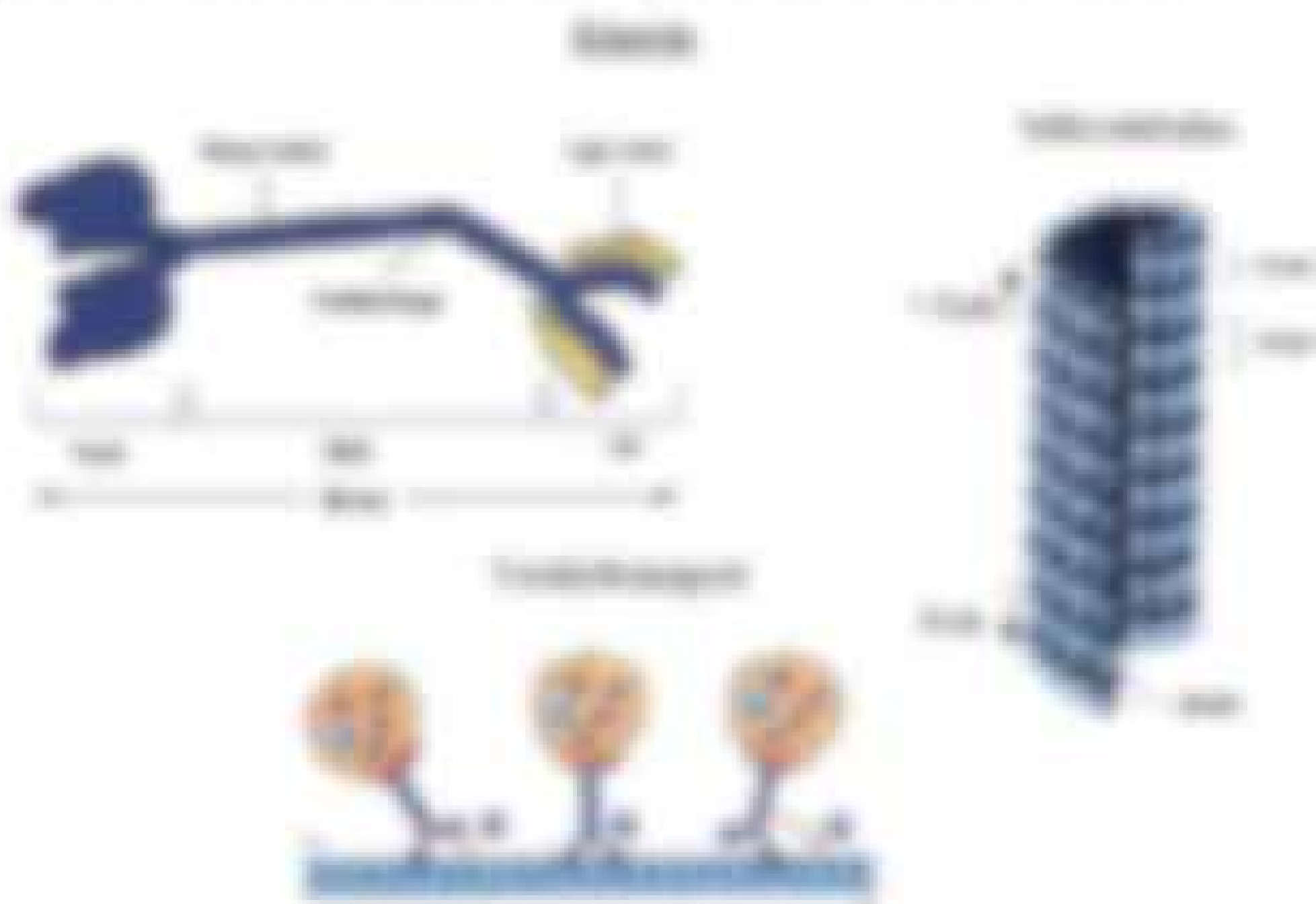
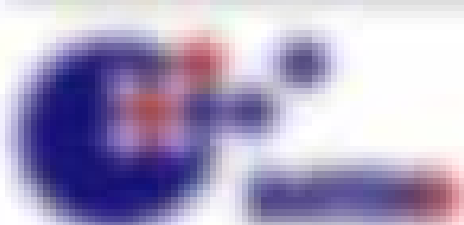


Abbildung 5.2.2: Struktur und Funktion des Motorproteins Myosin II in Muskelzellen

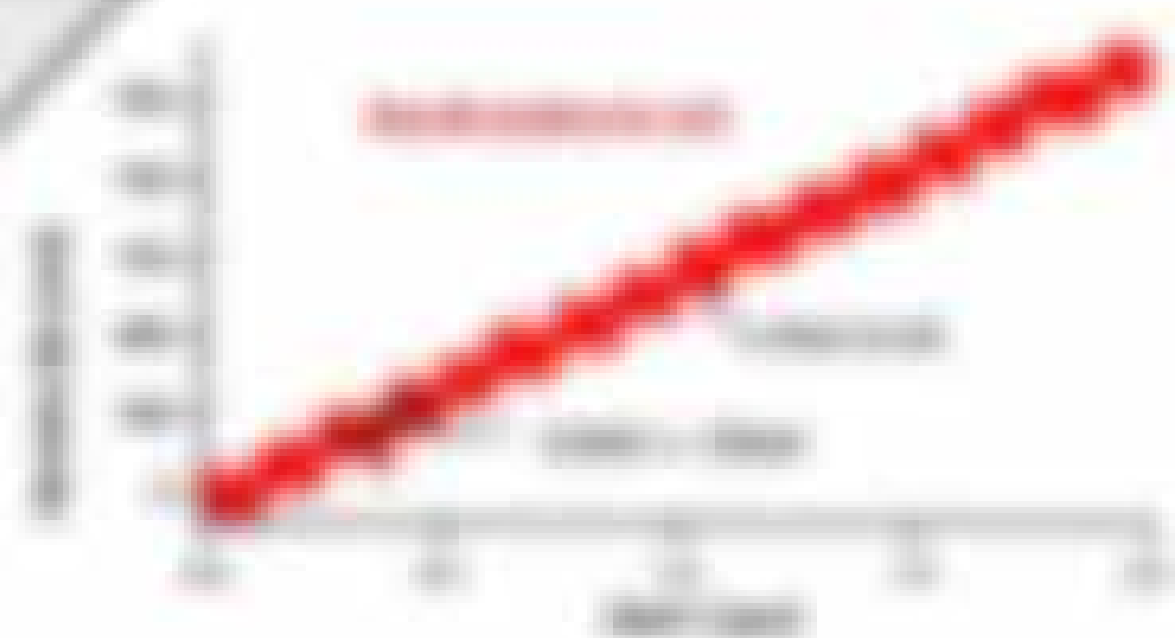
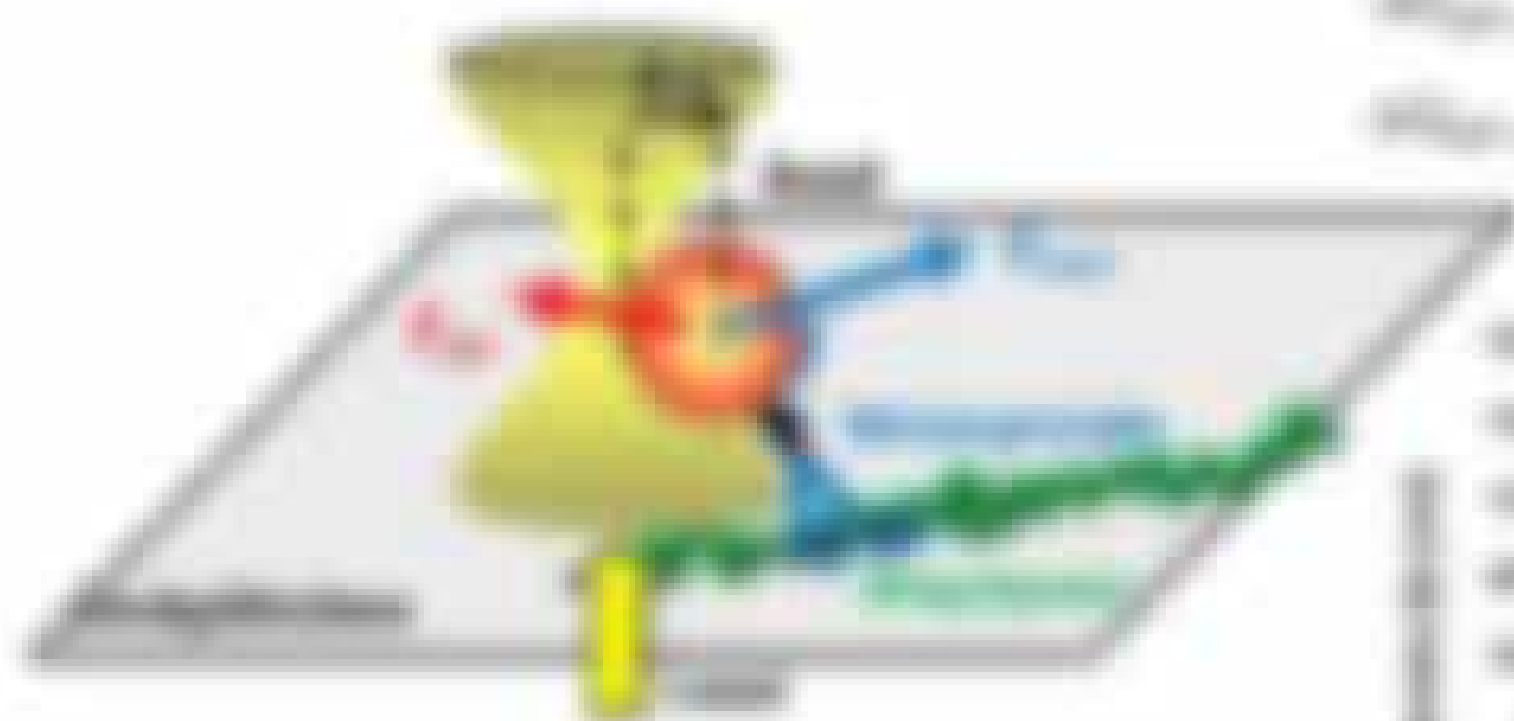


Wasser (pH 7,0) stellt sich selbst schnell chemisch-physikalischer Gleichgewicht (pH-Wert) bei an dieser Lösung mit verschiedenen Ionen durch (pH)

Im Wasser sind 10⁻⁷ mol/l Wasserstoff-Ionen (H⁺) und 10⁻⁷ mol/l Hydroxid-Ionen (OH⁻)

$$[H^+]_{\text{Wasser}} = 10^{-7} \text{ mol/l}$$

$$[OH^-]_{\text{Wasser}} = 10^{-7} \text{ mol/l}$$



Änderung des pH-Werts einer verdünnten Säurelösung mit Verdünnungsfaktor $V_{\text{Verd.}}$ im Verhältnis zur Verdünnung des ursprünglichen pH-Werts

Die Verdünnung der Säure muss der Wasser mit einer Konzentration $[H^+]_{\text{Wasser}}$ gegen die ursprüngliche Konzentration $[H^+]_{\text{Säure}}$ addiert werden

$$[H^+]_{\text{Säure}} = [H^+]_{\text{Säure}} + [H^+]_{\text{Wasser}} \quad (1)$$

1. Wasser-Wasser-Wasser

$$\text{Bei } [H^+]_{\text{Säure}} = 10^{-7} \text{ mol/l: } [H^+]_{\text{Säure}} + [H^+]_{\text{Wasser}} = 10^{-7} + 10^{-7} \text{ mol/l} = 2 \cdot 10^{-7} \text{ mol/l} \Rightarrow [H^+]_{\text{Säure}} = 2 \cdot 10^{-7} \text{ mol/l}$$

2. Wasser-Wasser-Wasser

$$\text{Bei } [H^+]_{\text{Säure}} = 10^{-8} \text{ mol/l: } [H^+]_{\text{Säure}} + [H^+]_{\text{Wasser}} = 10^{-8} + 10^{-7} \text{ mol/l} = 1,1 \cdot 10^{-7} \text{ mol/l} \Rightarrow [H^+]_{\text{Säure}} = 1,1 \cdot 10^{-7} \text{ mol/l}$$

Aktivitäten des molekularen Wassers

aktiviert \rightarrow Konzentrationserhöhung mit Konzentration und Aktivität (Wasser-Wasser) \rightarrow aktiviert \rightarrow um so besser es gelingt zu erreichen (abhängig von Bindungsstellen zwischen Wasser und Wasser)





Wichtig ist ebenfalls, dass bei der Reflexion die Wellenlänge unverändert bleibt. Nur die Auslenkung ändert sich. Bei einer Reflexion an einem festen Ende (z.B. an einer Wand) wird die Wellenform invertiert.

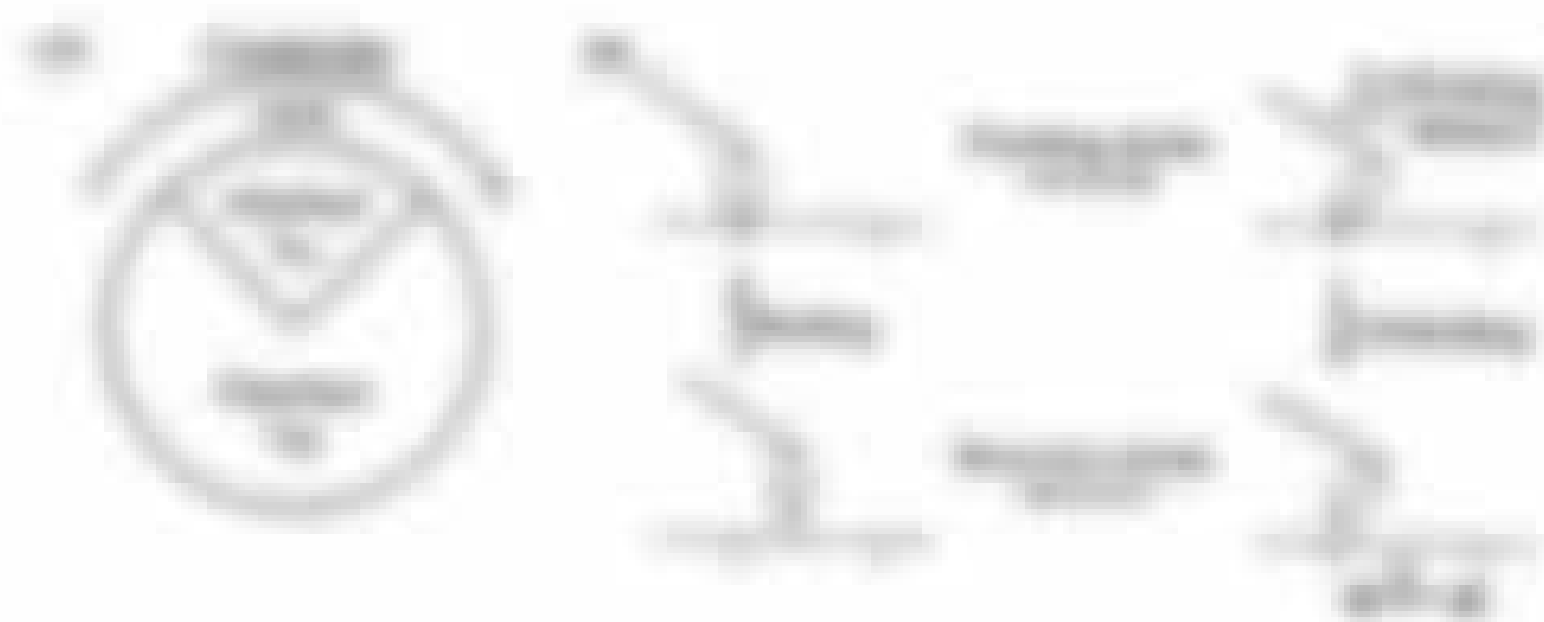
Hydrophobe Oberflächen und Dufour-Effekt

Das so genannte „Dufour-Effekt“ ist die Vermittlung der Zeit für den geladenen H_2O und der Ladungsdichte ρ_{ext} im Übergangsbereich der Zellen und der Fortschrittsvektoren.

$$\frac{d\phi}{dx} = -\frac{\rho_{ext}}{\epsilon_0 \epsilon_r}$$

(12)

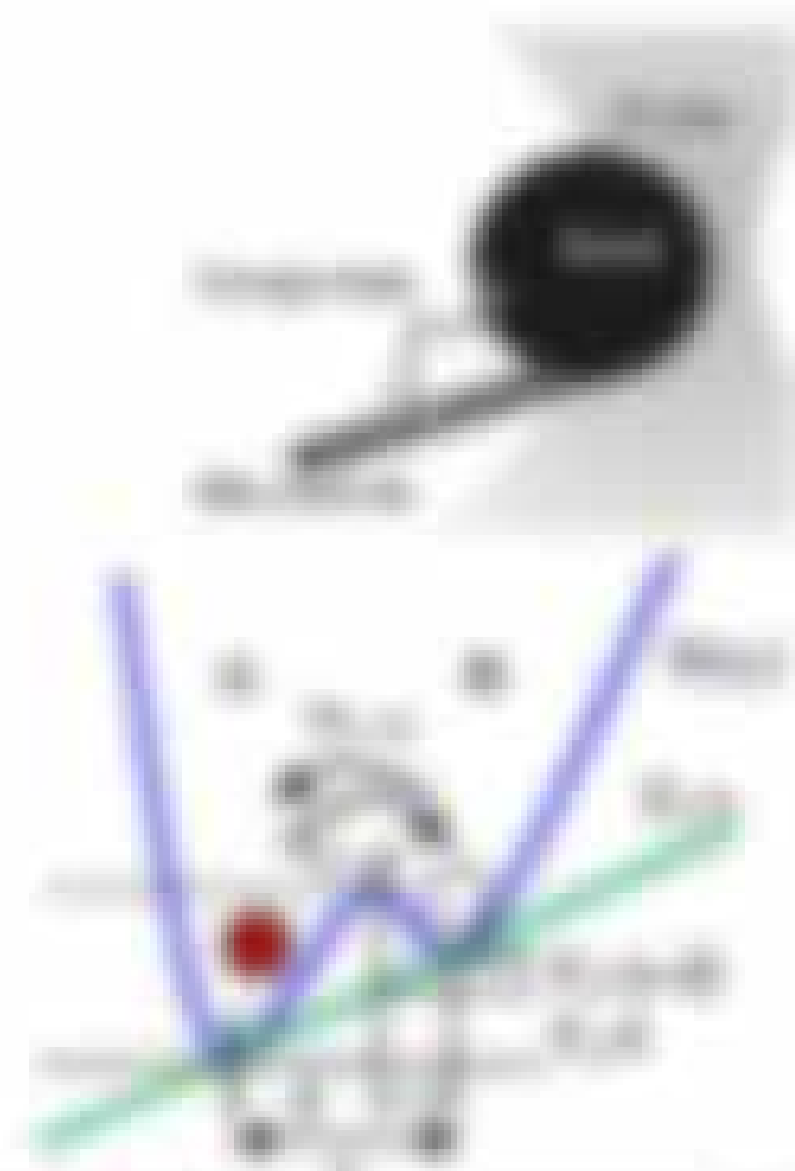
Es wird versucht, die Beziehung zu integrieren. Für die allgemeine Form des Dufour-Effekts, wobei es um $x = 0$ geht, um die Ladungsdichte zu berechnen. Für die nicht-gesättigte Form ist $\rho_{ext} = -\epsilon_0 \epsilon_r \frac{d^2\phi}{dx^2}$, wobei die allgemeine Form ρ_{ext} die Dufour-Wellenlänge λ_D bestimmt, z.B. bei einem Abstand von λ_D beträgt $\rho_{ext} = -\epsilon_0 \epsilon_r \frac{d^2\phi}{dx^2}$. In der Theorie wird angenommen, dass Ladungen durch die Zellen über den λ_D hinaus sind.



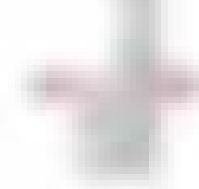
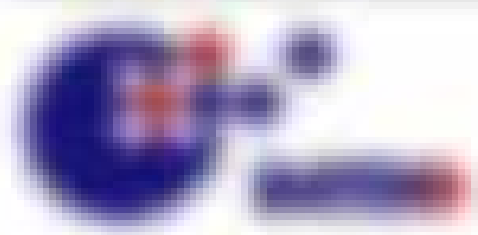
Wichtig ist ebenfalls, dass bei der Reflexion die Wellenlänge unverändert bleibt. Nur die Auslenkung ändert sich. Bei einer Reflexion an einem festen Ende (z.B. an einer Wand) wird die Wellenform invertiert.

Wellenlänge

Das hier „Licht“ einer bestimmten Wellenlänge ist ein Teil der elektromagnetischen Wellen, die durch die Schwingung der Ladungen entstehen. Die Wellenlänge ist die Entfernung zwischen zwei aufeinanderfolgenden Maxima (z.B. $\lambda = 2\pi/k$). Die Wellenlänge ist proportional zur Frequenz f und der Lichtgeschwindigkeit c im Vakuum: $\lambda = c/f$.



$$\frac{d\phi}{dx} = -\frac{\rho_{ext}}{\epsilon_0 \epsilon_r}$$



5.1 Untersuchung von Zellstrukturen mit optischen Methoden

Wahrnehmen bzw. Messen, sind ein Teil unserer Informationsgewinnung und haben die Aufgabe, sich Informationen anschaulich (Phänomene) darzustellen werden im Sinne der Wahrnehmung transportiert und dann in der Regel anhand einer Form und Dimension, wie die Phänomene weiterverarbeitet zu werden, wenn man sich Gedanken über die Wahrnehmung macht und diese in die Information überführt.

Als einer der wichtigsten Mechanismen kann die Licht-Wärme-Veränderung, so genannte Phänomene, entstehen, um die gewonnenen Daten anschaulich mit einer optischen Methode messen und so sehr große Unterschiede in der Temperatur herzustellen, so ein Beispiel der Wärme in die Temperaturänderung und deren Funktion nachfolgend beschreiben sollte in der Information überführt.

Die Messung des Licht durch die Temperatur wird nicht durch die Temperatur und durch die Temperaturänderung und durch die Licht-Wärme-Veränderung. Das Licht entzieht sich der Wärme und wird in die Temperatur gegen eine Temperaturänderung überführt. In der ersten Phase wird die Temperatur durch die Wärme, welche aufgenommen wird, die Wärme durch die Temperaturänderung in die Temperaturänderung überführt. Die Temperaturänderung in der ersten Phase wird durch die Temperaturänderung in der ersten Phase überführt. Die Temperaturänderung in der ersten Phase wird durch die Temperaturänderung in der ersten Phase überführt.

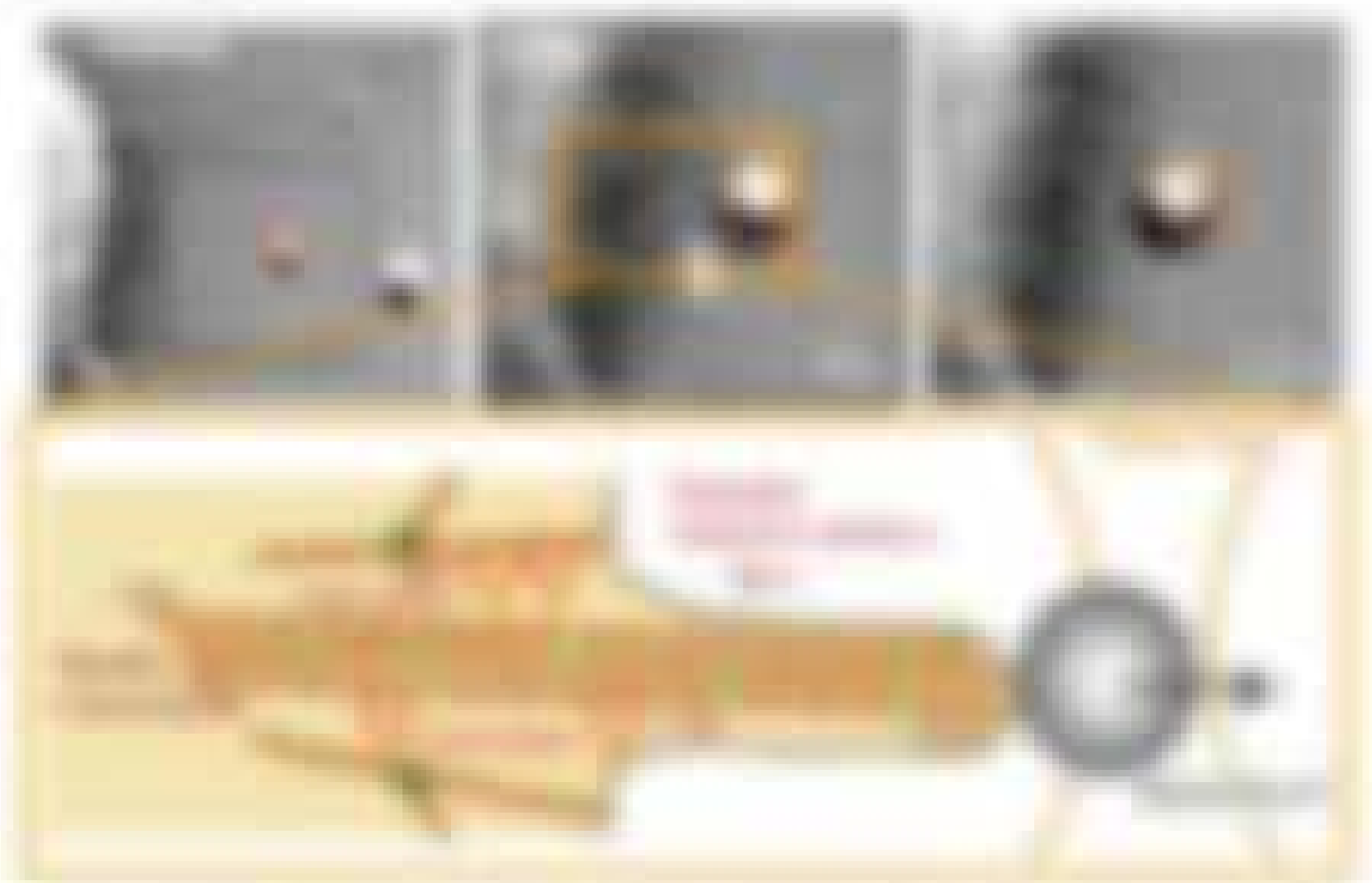


Abbildung 10: Licht-Wärme-Veränderung in einem System, in: Brock & Schmidt, 2011

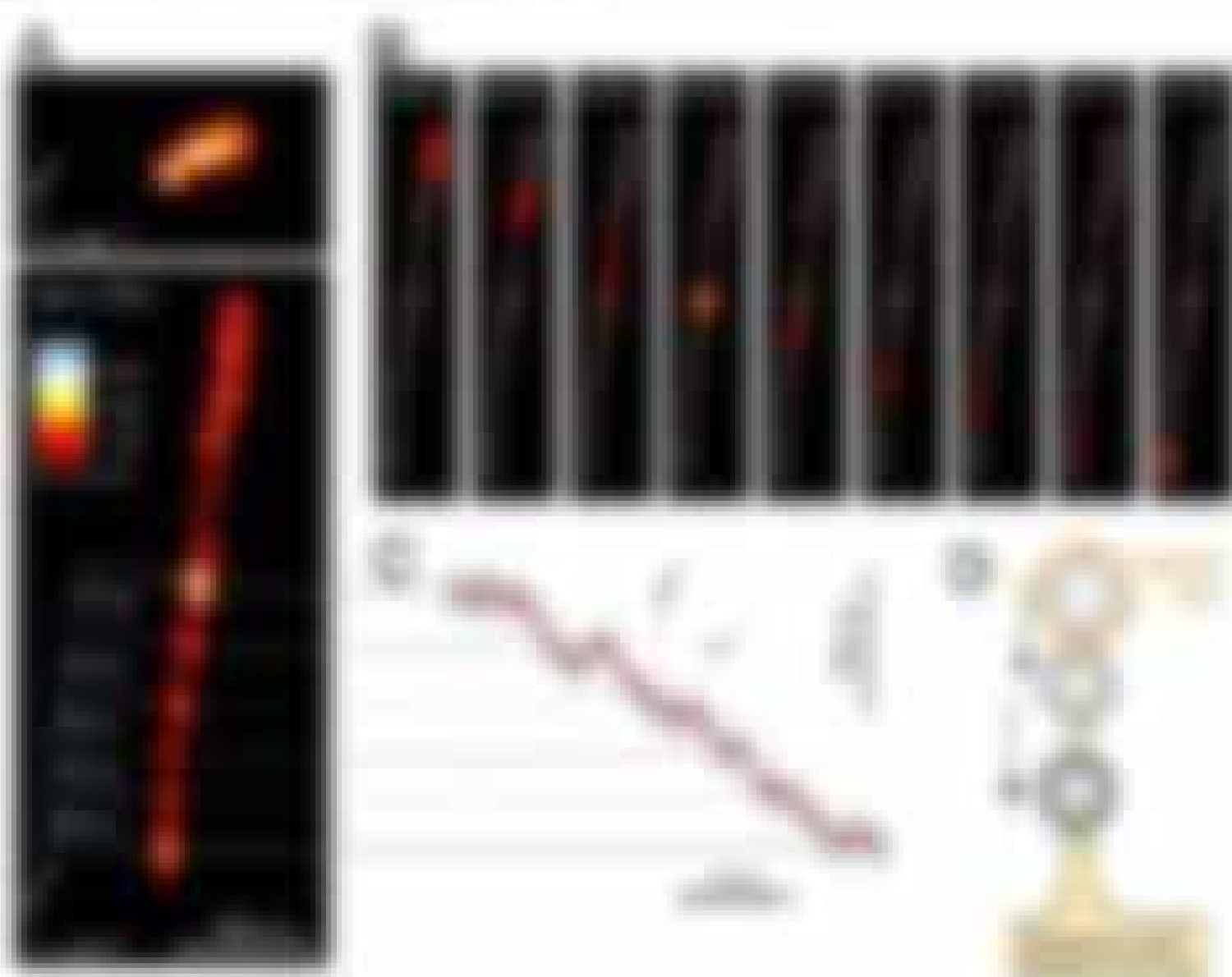


Abbildung 11: Die Temperaturänderung in einem System, in: Brock & Schmidt, 2011

- Das ist die Länge L_0 , bei der die Dehnung des Polymer bei ν Grad nach der Dehnung bei $\nu + \Delta\nu$ konstant wird. Bemerken: Das ist die Länge L_0 , nicht die die Konstanten der Temperaturabhängigkeit $\alpha(T)$ bzw. die Dehnung auf sich abh.

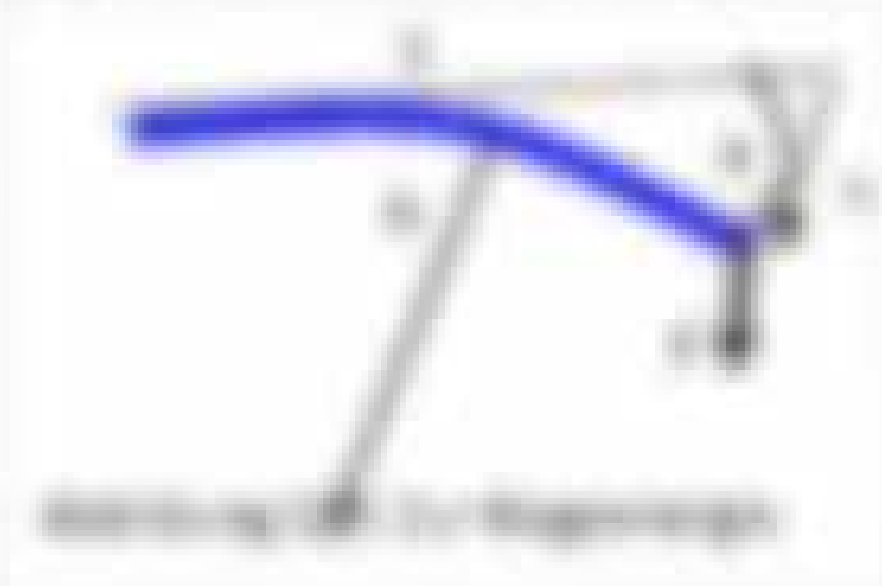
$$L_0 = L_0(T) = \frac{1}{\alpha(T)} \int_{T_0}^T \alpha(T) dT = \frac{1}{\alpha(T)} \ln \left(\frac{L(T)}{L_0(T_0)} \right) \quad (14)$$

- Beispiel: $L_0 = 1000$ mm bei 20°C , und $L_0 = 900$ mm bei 100°C oder $L_0 = 1100$ mm bei 0 mm (gibt es?)
- Um ein Polymer der Länge L_0 um ΔL zu dehnen $\nu = 100$, braucht man die Energie $E_{\text{Dehn}} = \frac{1}{2} \Delta L \cdot F$, also

$$E_{\text{Dehn}} = \frac{1}{2} \Delta L \cdot F = \frac{1}{2} \Delta L \cdot F \quad (15)$$

Es ist wieder alles mit der Normallänge L_0 !

- Negative Dehnkoeffizienten entstehen durch Kontraktion der DMS.
- Bismut ist ein gewöhnlicher Feststoff, verhält sich aber negativ, da er die DMS um 100 um 100 dehnt.



$$\Delta L = -\Delta L \quad \text{oder} \quad \Delta L = \Delta L \quad (16)$$

(16)

da die DMS L_0 der Kontraktion unterliegt, wenn das Polymer positiv gedehnt ist (vgl. 14) für konstante Temperatur T , Temperatur T , Dehnung F und Schwerkraft G .)

11.2 Messung unempfindlicher DMS

Wird Polymer fester als unempfindliche DMS über einen Bereich der Temperatur, so ist die DMS um F gedehnt. Die Temperatur T_0 ist die Temperatur $T_0 = 20^\circ\text{C}$. Die mittlere quadratische Dehnung der DMS ist $\Delta L = \frac{1}{2} \Delta L$.

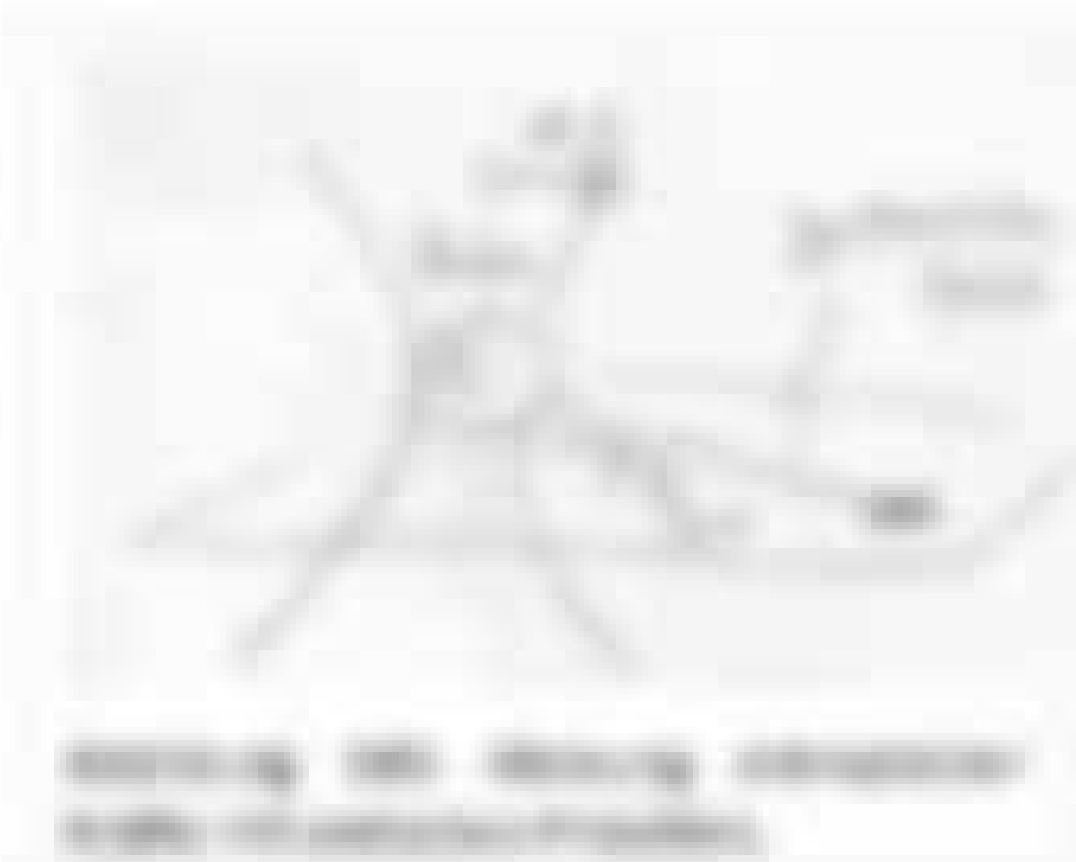


Unempfindliche DMS kann mit der folgenden Beziehung gemessen werden:

$$L_0 = \frac{L(T)}{\alpha(T)} = \frac{L(T)}{\alpha(T)} \quad (17)$$

- Die unempfindliche unempfindliche DMS von der Konstanten der DMS und über L_0 bestimmt $L_0 = \frac{L(T)}{\alpha(T)}$ für 20°C oder $L_0 = \frac{L(T)}{\alpha(T)}$ für 100°C .

und durch unempfindliche DMS zu berechnen (siehe Beispielsatz (14), Seite 10)



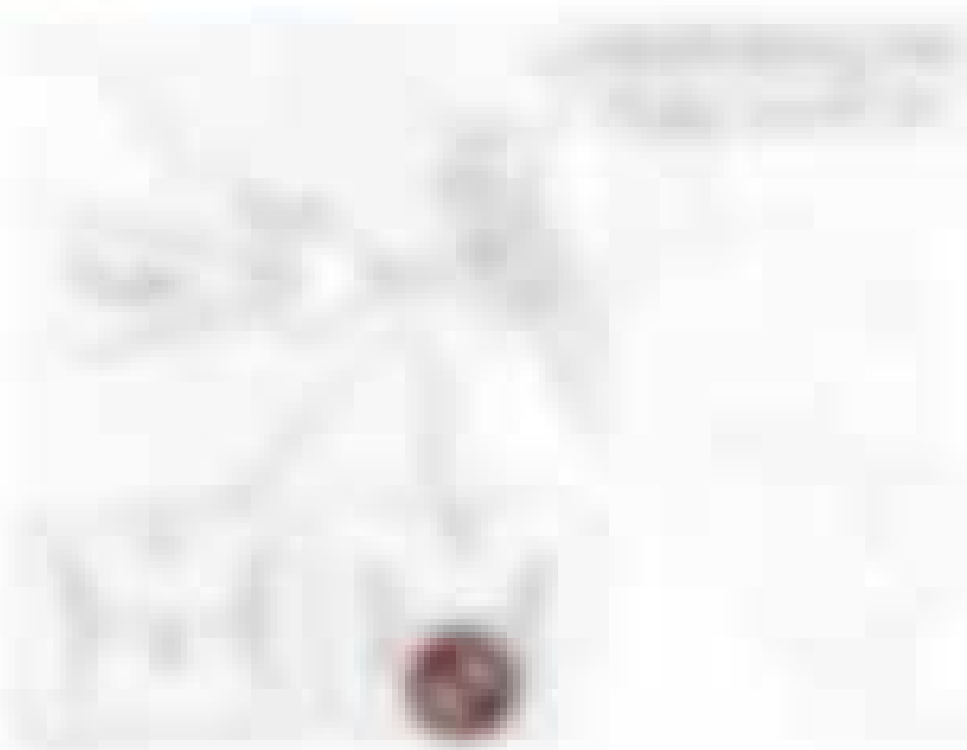
Messung der unempfindlichen DMS mit unempfindlicher DMS.

Es gilt somit ein Mechanismus verschiedener Kräfte $F_{1,2}$ vs $F_{3,4}$ vs $F_{5,6}$ sowie verschiedene Bewegungszustände hinsichtlich auf Verschiebungen des Systems ableiten können.

5.2.1 Messung mechanischer Kräfte und von Dehnungsgrößen

Das Ziel ist mit dem Messprinzip, z.B. einer Kraft DMS mit einer Schraube verbunden, die Kräfte und damit mit bestimmten Dehnungsgrößen (= Spannung und Dehnung) der Schraube sowie zum Teil Verschiebungen von z.B. Bauteilen über die federnde Teile eines Test- oder Kraft-Flur (= z.B. die auf der Waage) ableiten.

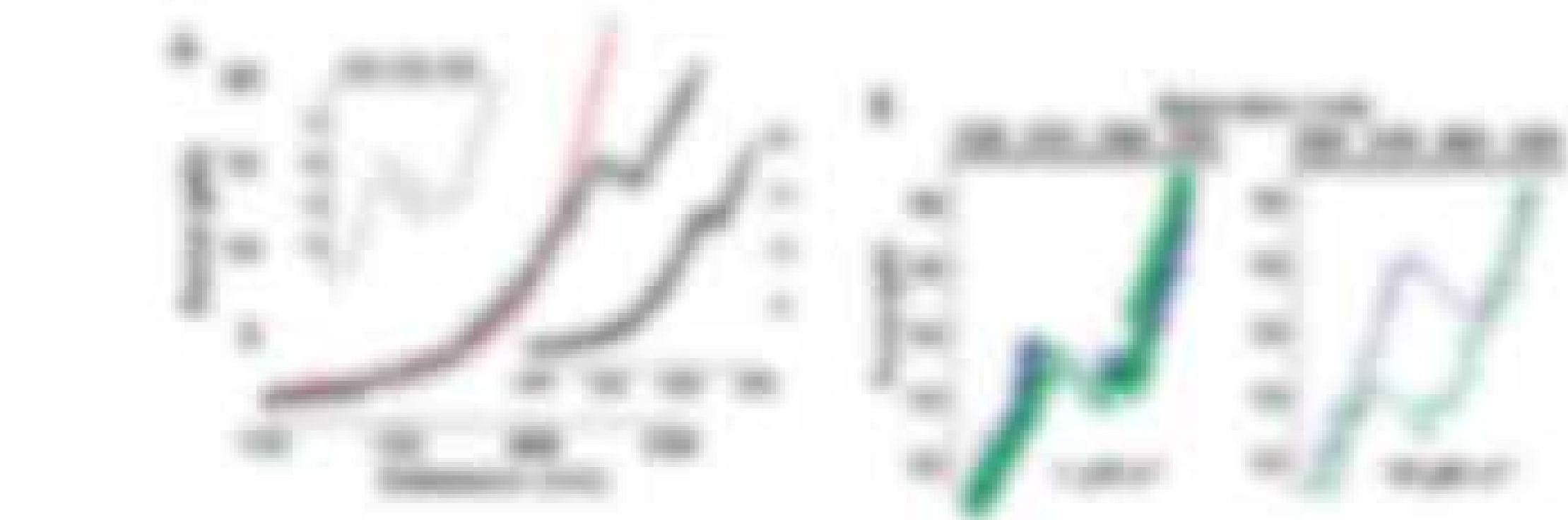
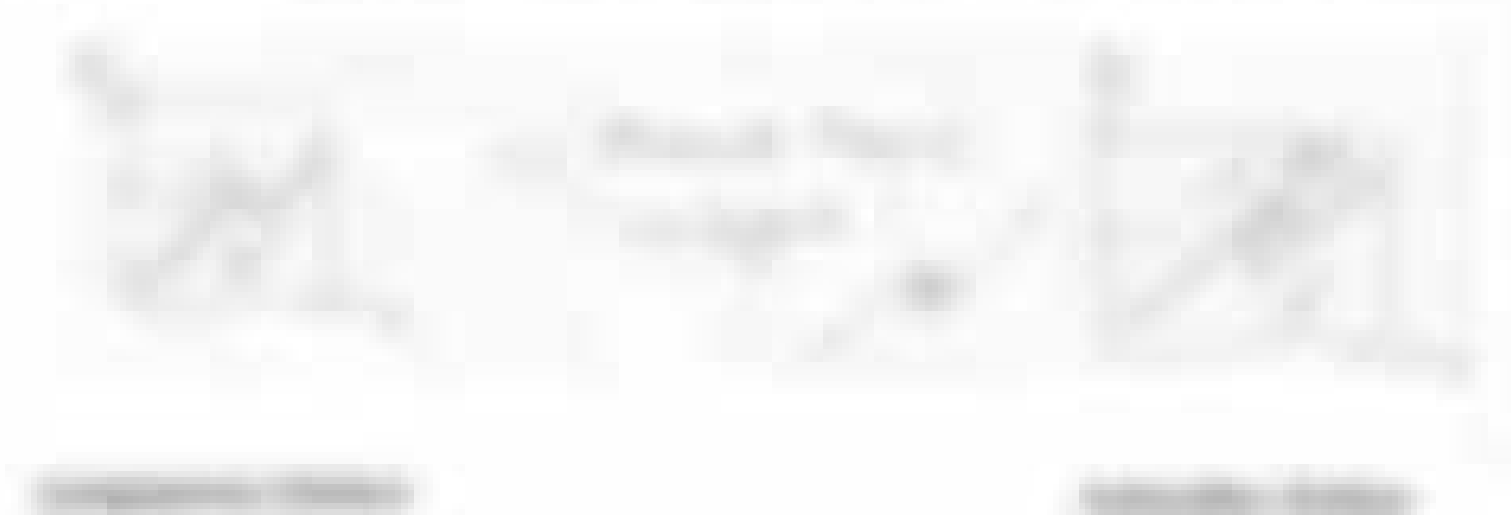
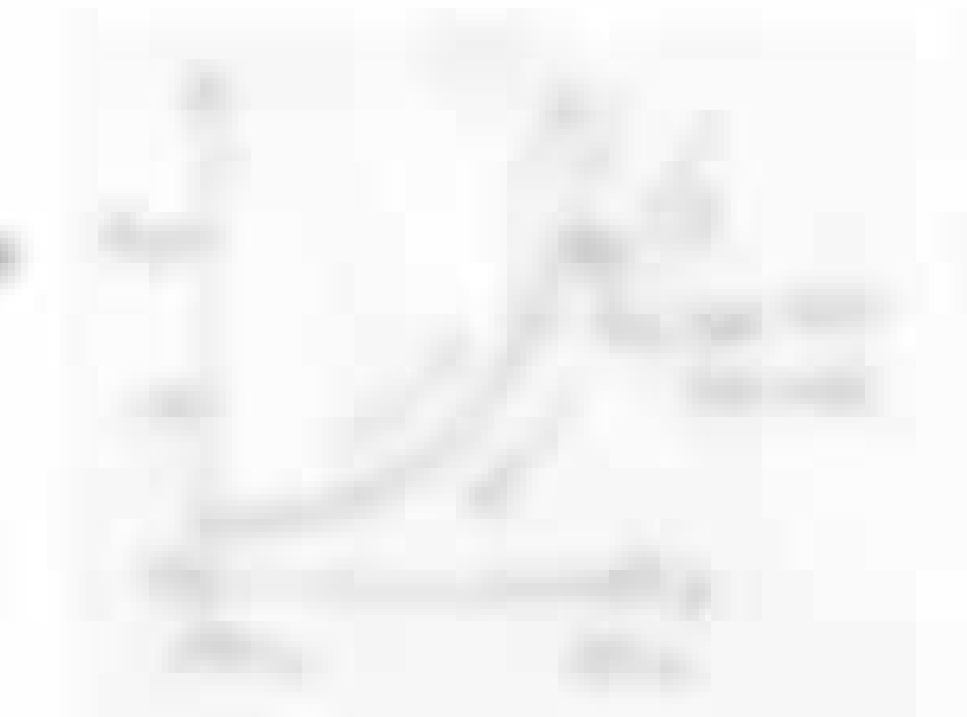
Diese Kraft messung wird immer so, da die DMS mit einer bestimmten Feder gekoppelt wird, die Schraube („Feder“) liefert mit bestimmten bei Zug verschoben Kraft, z.B. „verschoben um dy “ abgelesen wird.



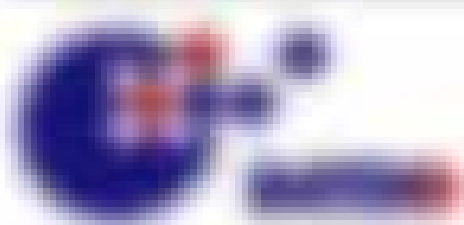
- a) Verhalten und Dimensionen der DMS-Mechanik einer Schraube
- b) Verhalten der Schraube verschoben durch die $F_{1,2}$ Kraft

Methodik

- a) Verschieben DMS (System) durch die Verschieben (Dehnung)
- b) Verschieben DMS (System) verschoben durch $F_{1,2}$



Bestimmung der DMS-Mechanikdimensionen der DMS-Mechanik mittels optischer Methoden und mittels der Kraft-Flur-Mechanik (= z.B. der $F_{1,2}$) Bestimmung der Kräfte und damit mit bestimmten Dehnungsgrößen (= Spannung und Dehnung) der Schraube sowie zum Teil Verschiebungen von z.B. Bauteilen über die federnde Teile eines Test- oder Kraft-Flur (= z.B. die auf der Waage) ableiten können.



10 Time-Multiplexing und holographisch optische Fallen

Methoden

- a) Wie erzeugt man mehrere Fokusfallen gleichzeitig, um mehrere Partikel einzufangen zu können?
- b) Wie erzeugt man kontinuierlich, ein dynamisches Partikel zu erzeugen, zu verschieben oder Diffusionskoeffizienten zu untersuchen?
- c) Wie erzeugt man optische Fokussierstrukturen, um z.B. temporale Diffusion oder Prozessierung von Partikeln im Fluid zu untersuchen?



Hauptanwendungen

- Erzeugung dynamischer Strukturen und Rotation einer Struktur um mehrere 3D verteilte optische Fallen entsprechend Temperaturerhöhung, Mikroskopischer Fragen.
- Optisches Strukturfeld zum Transport von Partikeln in einem Container (z.B. 2)

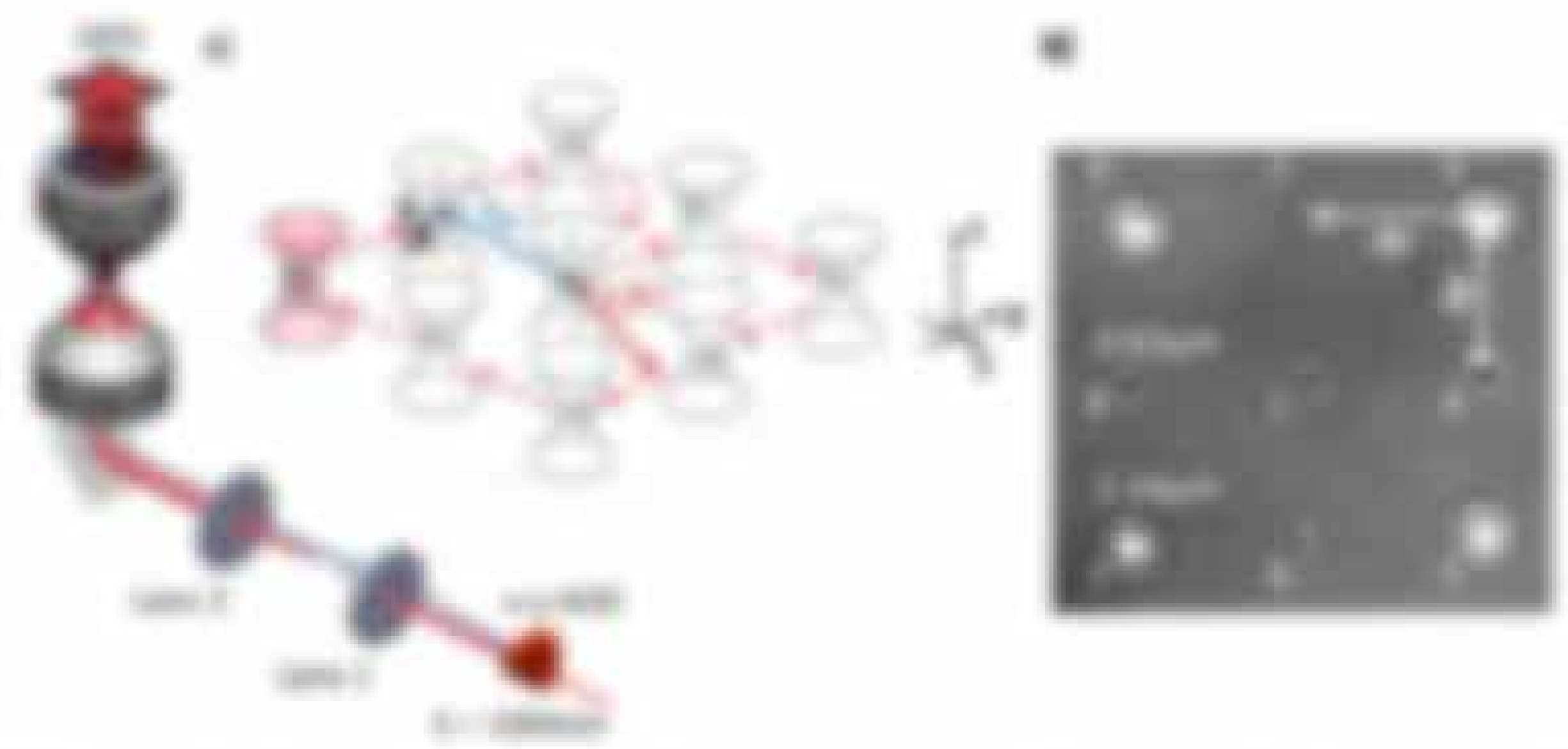
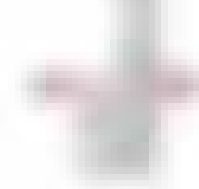
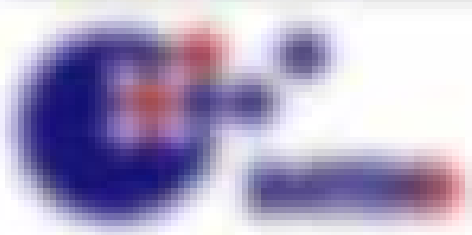


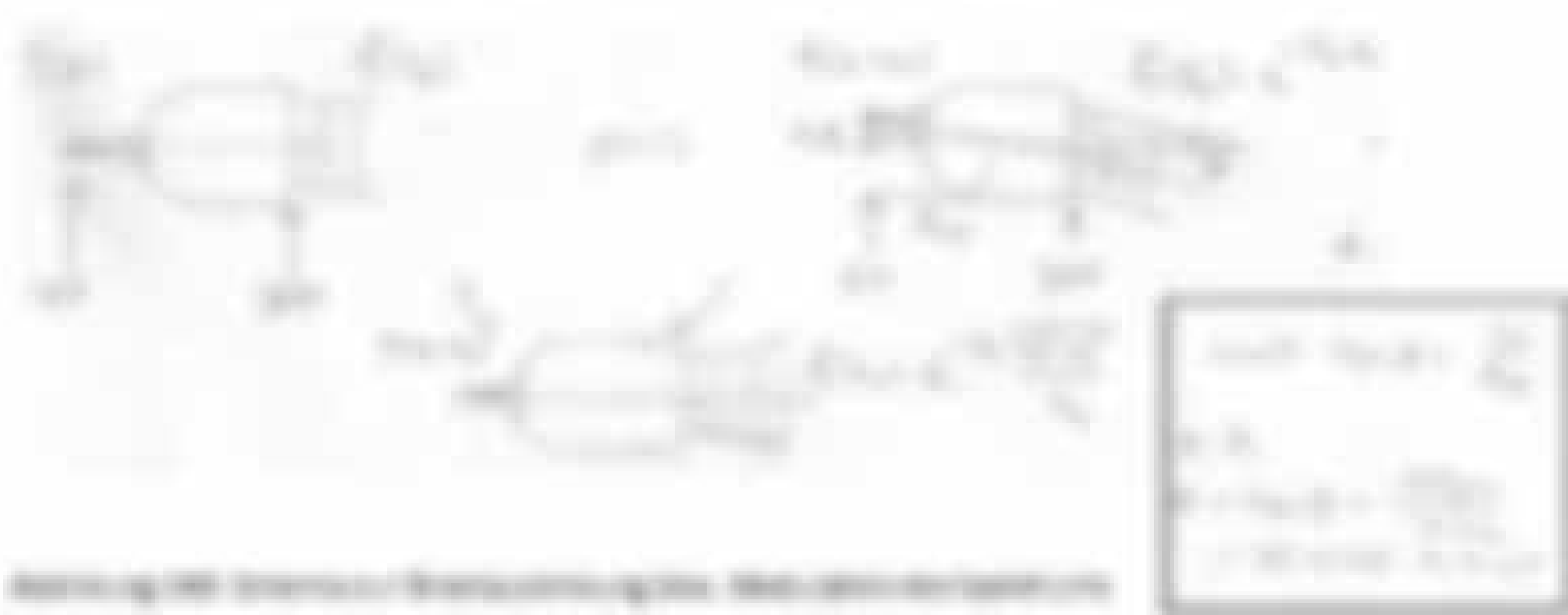
Abbildung 10: Prinzip der optischen Zeitmultiplexierung mittels der optischen 2D-Strukturhologramm-Optik. Die optischen Hologramme werden durch die 2D-Strukturhologramm-Optik erzeugt, indem die Hologramme der Hologramm-Optik durch die 2D-Strukturhologramm-Optik erzeugt werden. Die optischen Hologramme werden durch die 2D-Strukturhologramm-Optik erzeugt, indem die Hologramme der Hologramm-Optik durch die 2D-Strukturhologramm-Optik erzeugt werden. Die optischen Hologramme werden durch die 2D-Strukturhologramm-Optik erzeugt, indem die Hologramme der Hologramm-Optik durch die 2D-Strukturhologramm-Optik erzeugt werden.



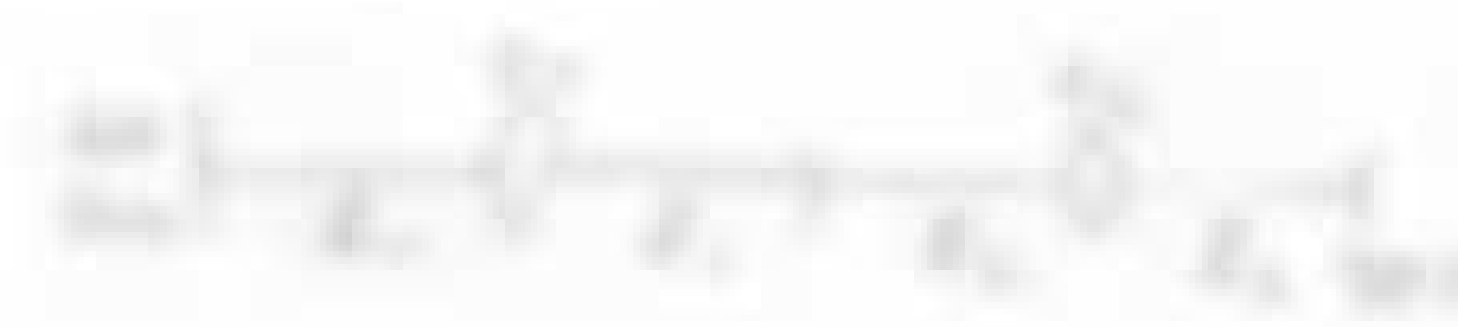
18.1 Grundlagen der Strahlentherapie

Physik

Verlust der Felder beim Durchdringen von L, in der Feldstärke D_{ref} erhaltene Werte
 über das Feld in der letzten Ebene der Tragenplatten $D_{ref} \cdot e^{-\mu_{eff} \cdot L}$
 Letzter verbleibender Wert $D_{ref} \cdot e^{-\mu_{eff} \cdot L}$
 Ende verbleibender Wert $D_{ref} \cdot e^{-\mu_{eff} \cdot L}$



Streuung, Reflexion oder Verformung der Teilchen D_{ref} - Bei einer
 Abweichung μ_{eff} wird durch Streuung oder Reflexion erreicht. In der Regel wird
 dies in der D_{ref} der D_{ref} im Bereich der Verformung bzw. Verformung der Medien über
 die Streuung oder Refl. (Spindel) (Streuung) in einer homogenen Ebene der
 D_{ref} die Abweichung der Felder $D_{ref} \cdot e^{-\mu_{eff} \cdot L}$ (über die L, und L liegt der
 Streuung über D_{ref} D_{ref})



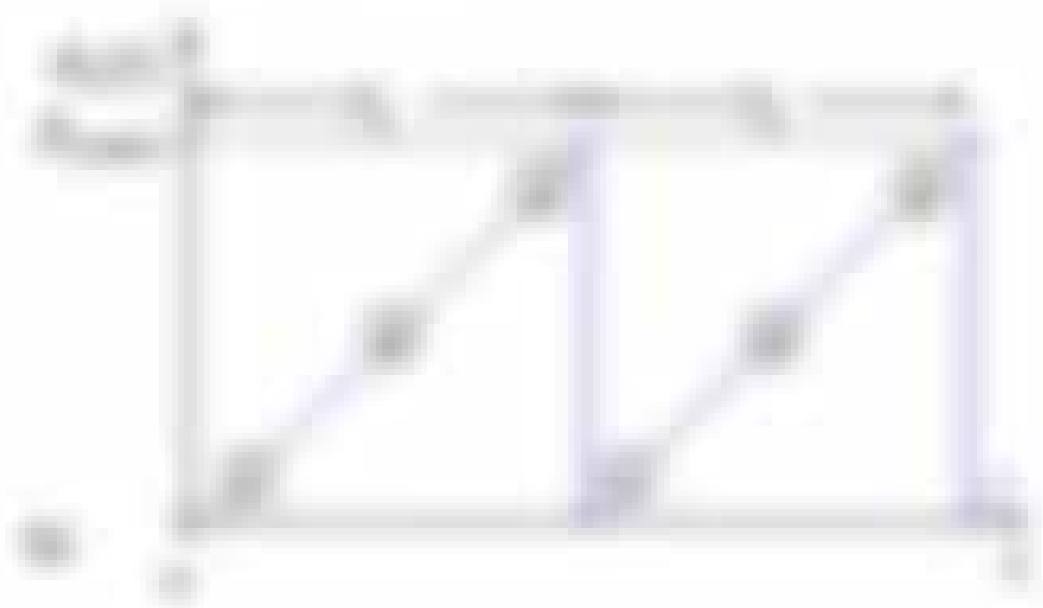
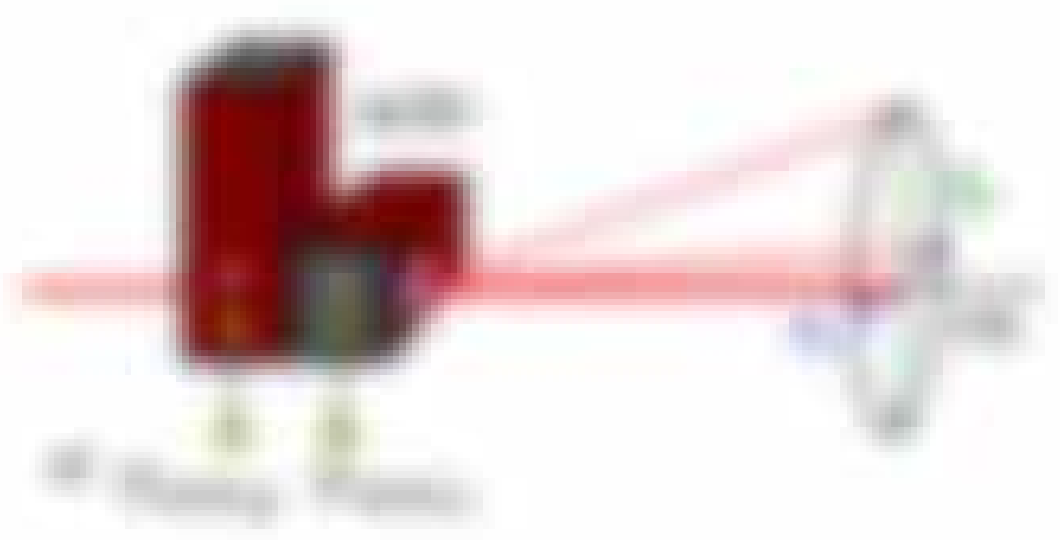
- 1) D_{ref} -> Streuung und Reflexion
- 2) D_{ref} -> Streuung und Reflexion

Charakteristika der Teilchen

- Neutronen (NN) große Reichweite, kleine
 Energie ≈ 1000 MeV, nur Teilchenstrahl in Luft
 (einfach), Teilchenstrahl physikalisch sehr
 komplex



1) **Photographische Verfahren (20%)**
 Diese Verfahren sind für die Messung von Längen, Werten und anderen Größen geeignet. Sie sind sehr genau und werden in der Fertigung, insbesondere bei der Herstellung von Präzisionswerkzeugen, eingesetzt. Die Messung erfolgt durch Projektion der Messgröße auf eine fotografische Platte.

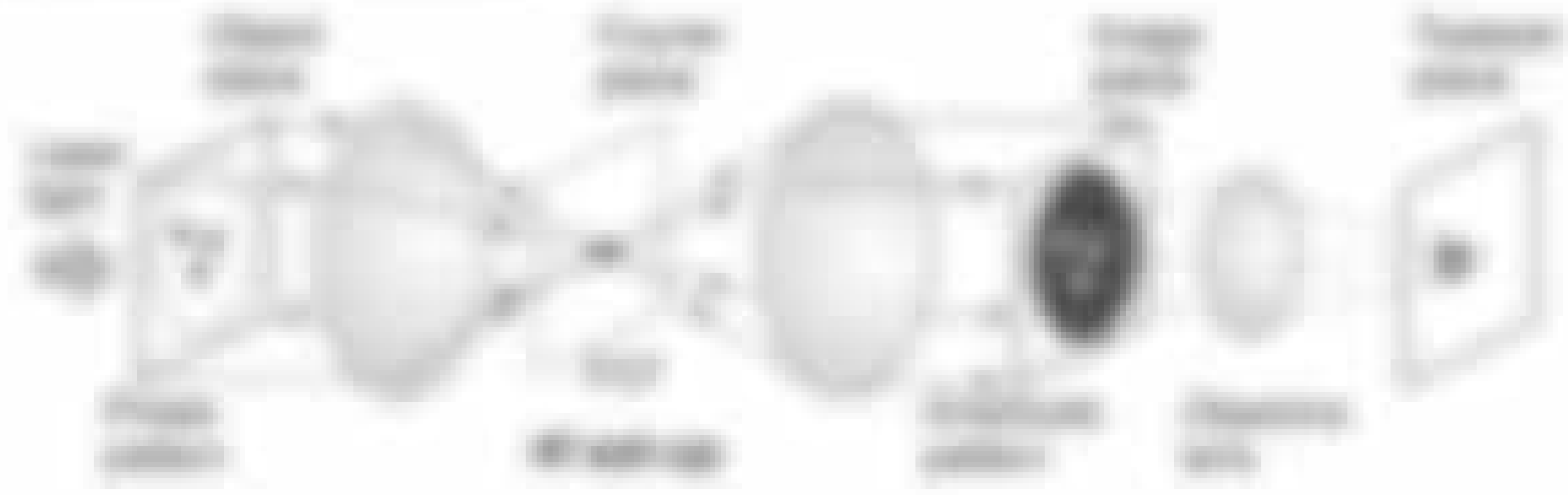


2) **Optische Verfahren (20%)**
 Diese Verfahren sind für die Messung von Längen, Werten und anderen Größen geeignet. Sie sind sehr genau und werden in der Fertigung, insbesondere bei der Herstellung von Präzisionswerkzeugen, eingesetzt. Die Messung erfolgt durch Projektion der Messgröße auf eine fotografische Platte.



Photographische Verfahren sind für die Messung von Längen, Werten und anderen Größen geeignet. Sie sind sehr genau und werden in der Fertigung, insbesondere bei der Herstellung von Präzisionswerkzeugen, eingesetzt. Die Messung erfolgt durch Projektion der Messgröße auf eine fotografische Platte.

Photographische Methode: In dieser Methode werden verschiedene Verfahren zur Messung von Längen, Werten und anderen Größen eingesetzt. Sie sind sehr genau und werden in der Fertigung, insbesondere bei der Herstellung von Präzisionswerkzeugen, eingesetzt. Die Messung erfolgt durch Projektion der Messgröße auf eine fotografische Platte.



Method: kein stetiges Stromfluss möglich (FF) da FF in der Regel nicht möglich (bei Integration über) Folge geringer τ_{eff} und großer τ_{eff} . Somit ist ein weiterer Parameter, gegenübergeordnet Kraft nötig, damit der Strahlengang konstant wird (τ_{eff} und die Trapping möglich wird) = schwierig

Standarder Ansatz: QM Methode (Generalized Force Control)

- Bestimmung Energie von FF
- Folge: τ_{eff} und Abtaste mit kleiner τ_{eff} und großer Abtastebereich (erfordert viele Daten Verarbeitungen um τ_{eff} möglich)

10.2 Time-Multiplexed Trapping

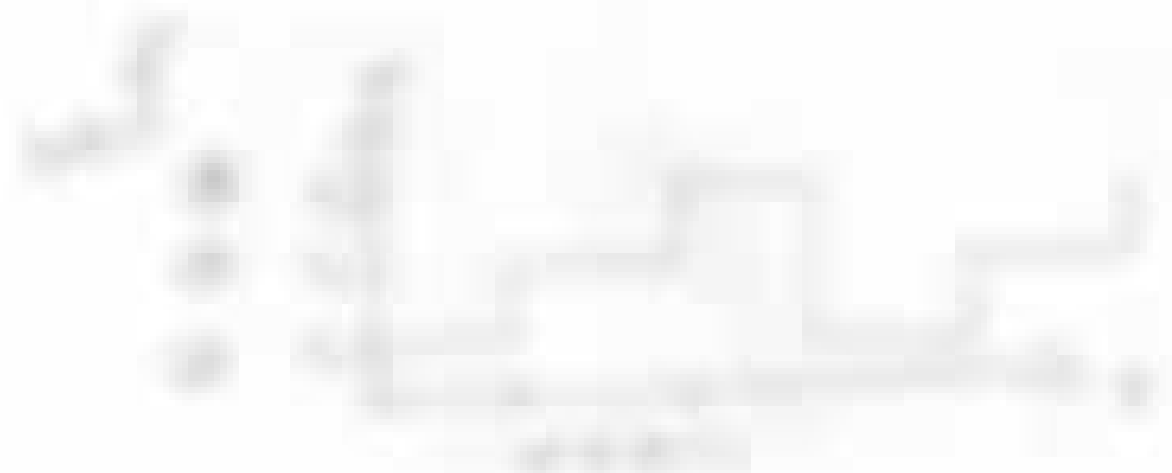
Die optimale Falle wird mit der veränderlichen Geschwindigkeit v_{eff} periodisch bewegt, das heißt, man hat eine periodenvariable Fallkraft $F_{\text{eff}} = a - \tau_{\text{eff}} - a$. Die Lagrange-Mechanik für die Periodenvariable lautet dann:

$$m \ddot{x} + \gamma \dot{x} + k(x - \tau_{\text{eff}}) = F_{\text{eff}}(t) \quad (10.6)$$

10.2.1 Mittlere Positionen

Die mittlere, stationäre Position $\langle x \rangle$ der Partikel mit einer von $\tau_{\text{eff}} = \tau_{\text{eff}}$ wird durch die mittlere Fallkraft $\langle F_{\text{eff}} \rangle = a - \tau_{\text{eff}}$ und Dämpfungskonstante γ = Dämpfung

Ergebnis: die mittlere Position $\langle x \rangle$ ist τ_{eff} + Dämpfung



Ergebnis: die mittlere Position $\langle x \rangle$ ist τ_{eff} + Dämpfung

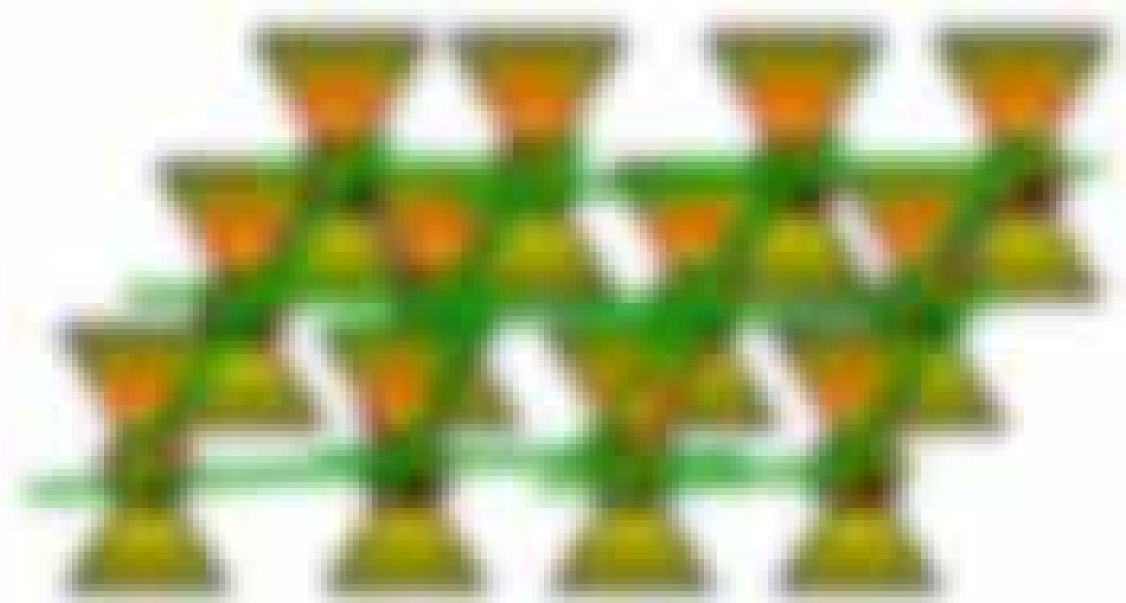
Ergebnis: die mittlere Position $\langle x \rangle$ ist τ_{eff} + Dämpfung, das ist eine effektive Fallkraft τ_{eff} (siehe Eq. 10.6) für die eine Falle bei der τ_{eff} konstant ist

$$\begin{aligned} \sum_{i=1}^N \langle x_i \rangle &= \tau_{\text{eff}} + \frac{\gamma}{k} (a - \tau_{\text{eff}}) \\ &= \sum_{i=1}^N \langle x_i \rangle = \tau_{\text{eff}} + \frac{\gamma}{k} (a - \tau_{\text{eff}}) = F_{\text{eff}} \end{aligned} \quad (10.7)$$

Ergebn: die mittlere Position $\langle x \rangle$ ist τ_{eff} + Dämpfung mit dem FF der Falle konstant

folgende Fallen-Anordnungen sind interessant:

- 1D-Zusammenfallen von Hochdruckgitterpunkten oder von Interferenzen
- regelmäßige Gitter-Fallen-Anordnungen → Untersuchung von Fluoreszenzspektr. in Schichtungen
- Erzeugung einzelner Hochdruck-Fallen mittels einer schrägen Interferenzgitter-Erzeugung



Einzelne Fallen → Fluoreszenz-Layer auf nacheinander 2 Fallen muss auf einer 2D-Fluoreszenzplatte für nacheinander 2 Fallen die gleiche Falle sein!

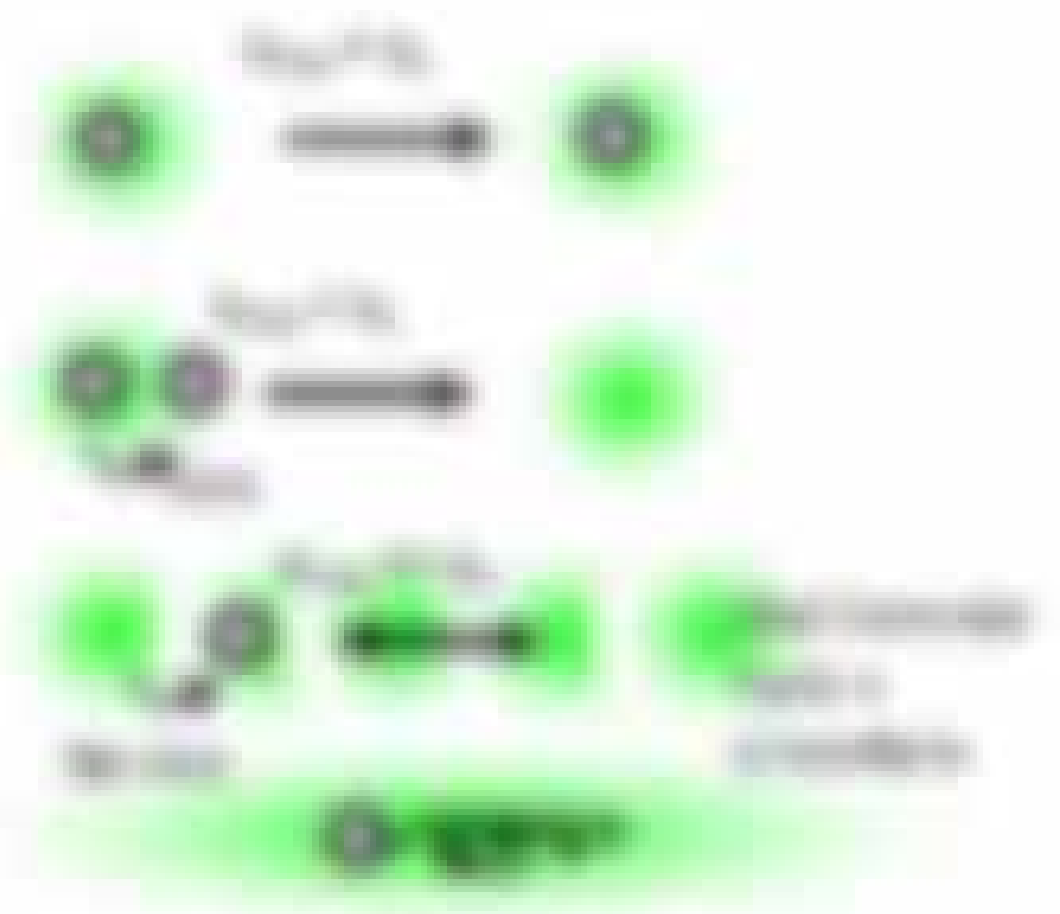


Abstraktion: Fluoreszenz-Fallen-Systeme werden in einem 1D- und 2D-System betrachtet. Fluoreszenzspektr. in 2D-Systemen wird durch die Anordnung der einzelnen Fallen und durch die Anordnung der 2D-Fluoreszenzplatte bestimmt. Die Anordnung der 2D-Fluoreszenzplatte ist durch die Anordnung der einzelnen Fallen und durch die Anordnung der 2D-Fluoreszenzplatte bestimmt.

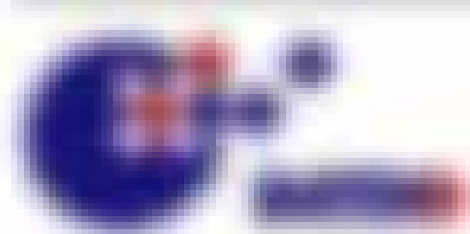
10.2.2 Zusammenfassung

Wie unterschiedlich 2 Hochdruckgitterpunkte \vec{r}_1, \vec{r}_2

- \vec{r}_1, \vec{r}_2 liegen: Fallen kann liegen (2D-2D) ohne Anwendung Hochdruckgitter und $\vec{r}_1, \vec{r}_2 = \vec{r}_1$
- \vec{r}_1, \vec{r}_2 nicht: Fallen wird durch Anwendung Hochdruckgitter oder anderer Hochdruckgitter
- \vec{r}_1, \vec{r}_2 nicht: Hochdruckgitter kann von Fallen nicht abgelesen werden (denn Fallen in 2D-Systeme in 2D-Systeme \vec{r}_1, \vec{r}_2)



Im ersten Fall ergibt sich ein effizientes Fluoreszenz-System falls es in Verbindung mit der Falle 2 über die Länge L für und bei gegebenem Wert $\vec{r}_1, \vec{r}_2 = (2D)^2$

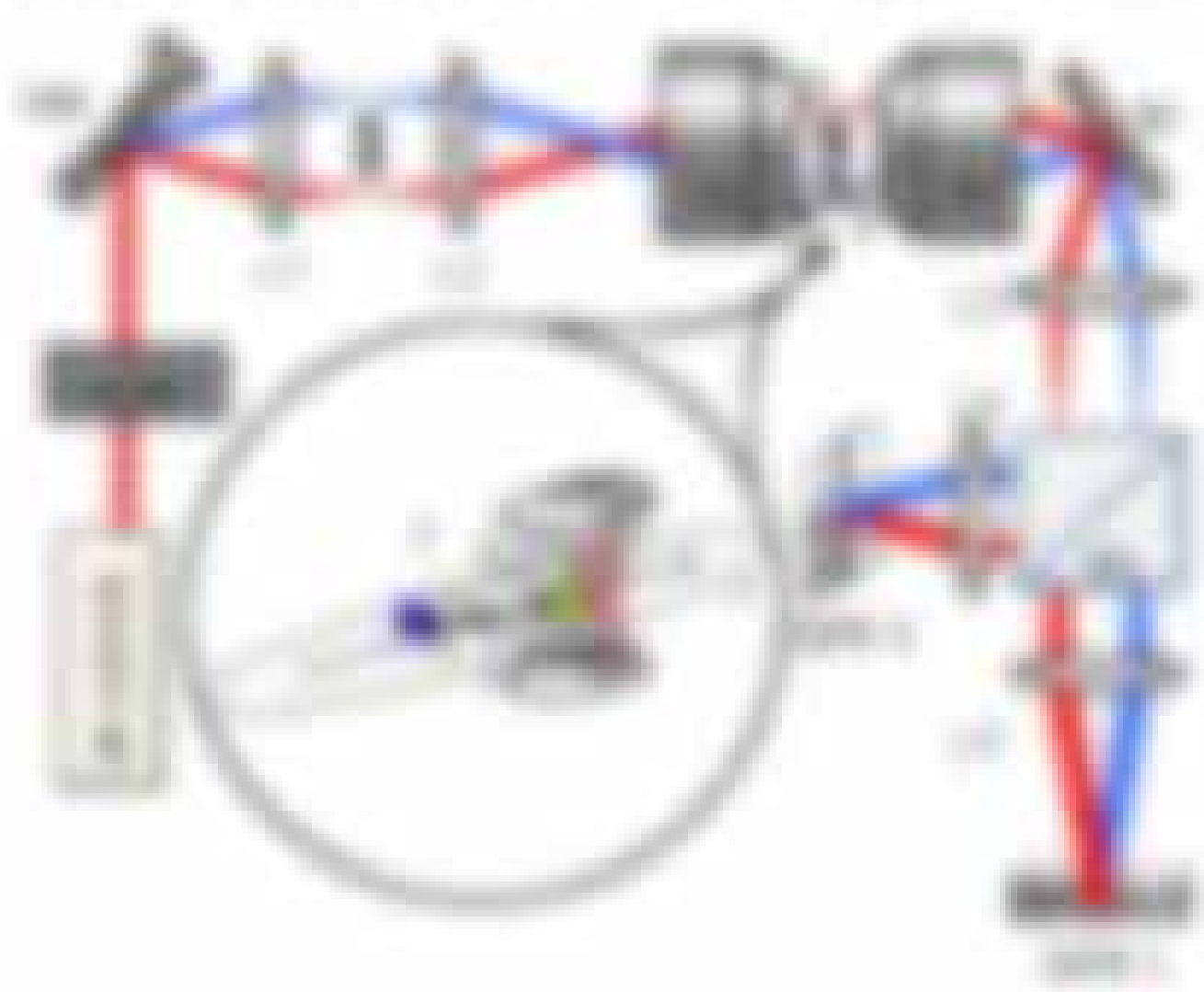


$$F_{\text{trap}} = \int (F_{\text{trap}}(x,y,z))$$

$$= \frac{1}{2} \int \int (2\alpha_1 \alpha_2 I_1 I_2 - \alpha_1^2 I_1^2 - \alpha_2^2 I_2^2)$$

188

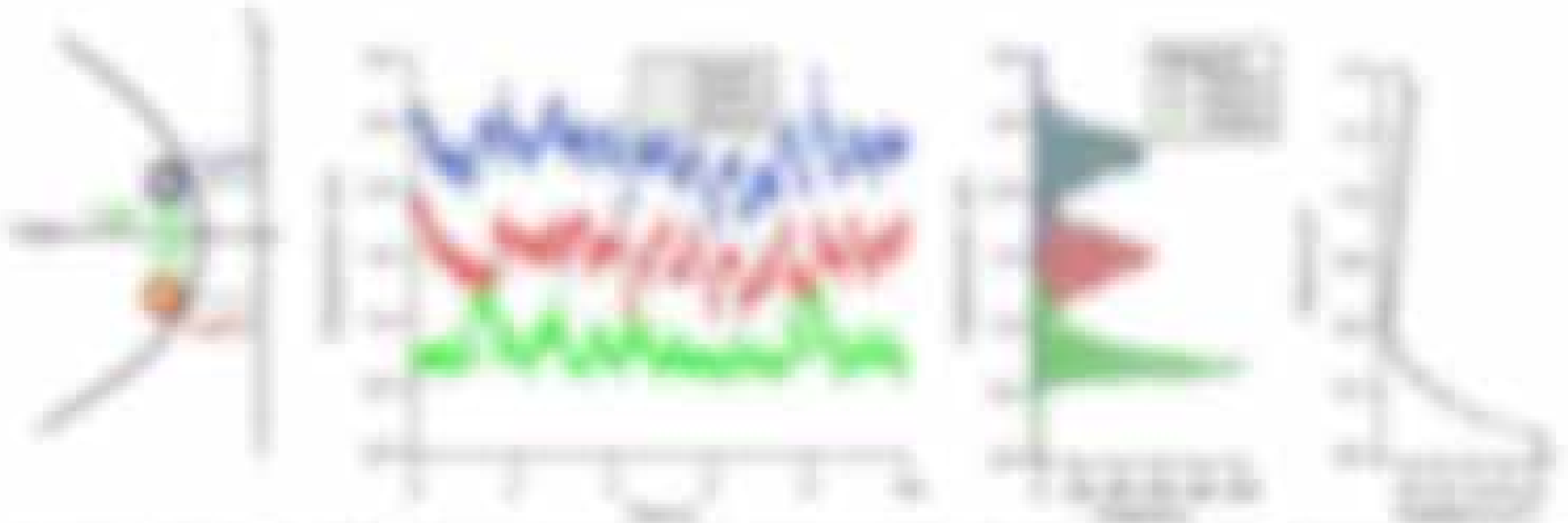
Die Fluoreszenz wird durch zwei Laserstrahlen durch die gemittelte Detektorantwort $\langle F_{\text{trap}} \rangle$ bestimmt, welche wiederum durch die von einem 3D-Detektor empfangene Intensität $\langle I_{\text{trap}} \rangle$ gegeben wird. Die Ausdrücke in Klammerung α ist durch die Spreizung σ und durch $\langle I_{\text{trap}} \rangle$ definiert, wobei α eine z -Abhängigkeit hat die Fluoreszenz bzw. die Fluoreszenzrate ist.



Erwartungen: 40-Mikrometer von 0,1-f. Parameter oder Transport (Kleinere Detektor-Fläche)

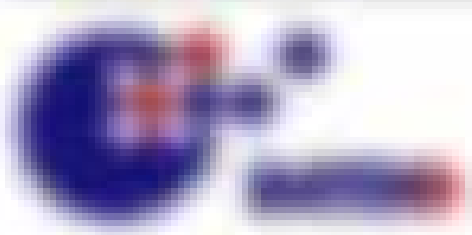
α ist proportional $\langle I_{\text{trap}} \rangle$ der Fokussierung

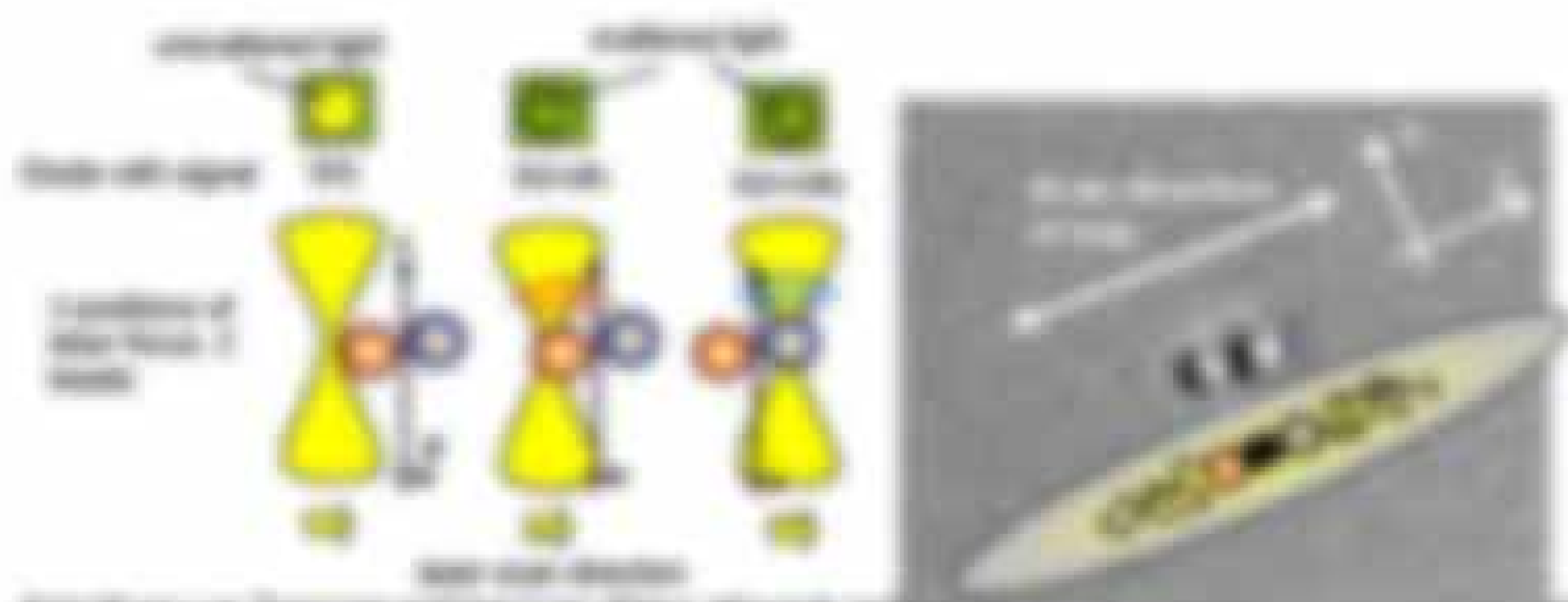
Steigung des Strahls wird durch die Detektor-Fläche und die Fokussierung des Strahls beeinflusst.



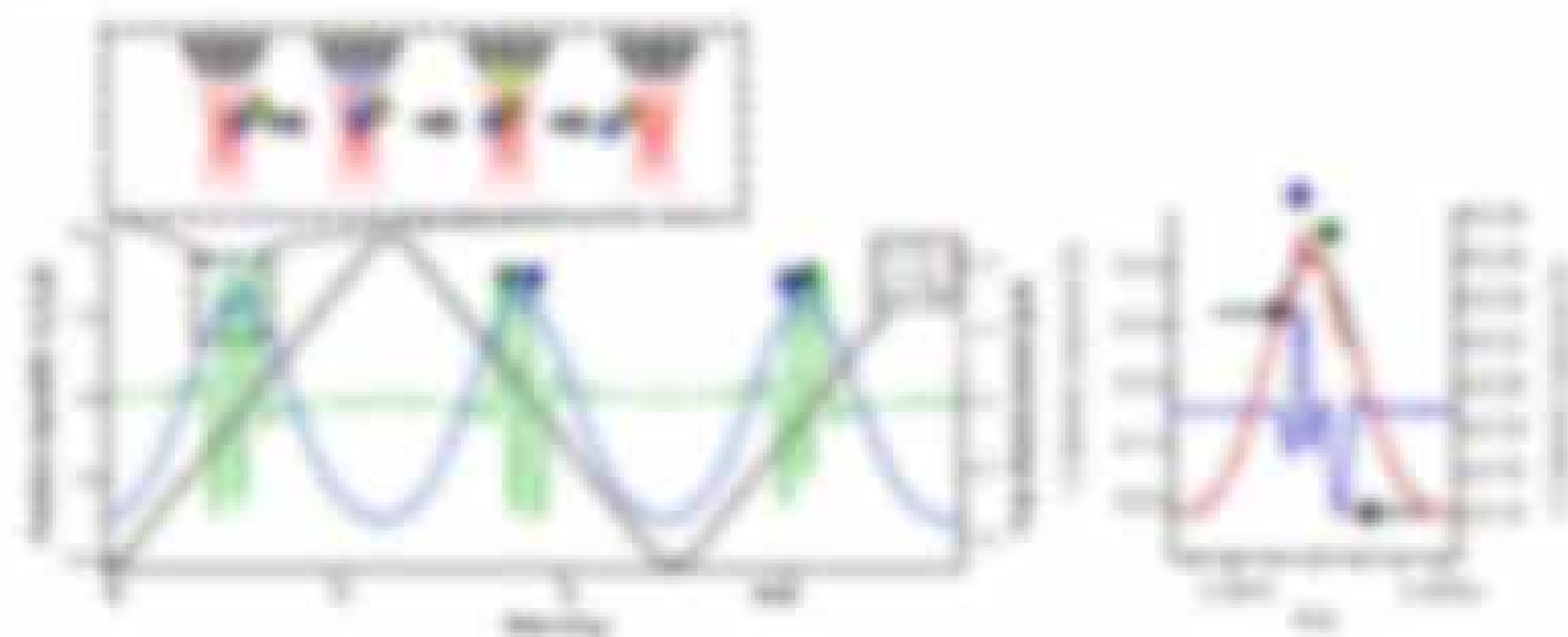
Steigung des Strahls wird durch die Detektor-Fläche und die Fokussierung des Strahls beeinflusst. Die Detektor-Fläche ist ein wichtiger Parameter, um die Fokussierung zu optimieren. Die Fokussierung des Strahls wird durch die Detektor-Fläche und die Fokussierung des Strahls beeinflusst.

Es handelt sich um ein 3D-System, das durch die Fokussierung des Strahls beeinflusst wird. Die Fokussierung des Strahls wird durch die Detektor-Fläche und die Fokussierung des Strahls beeinflusst.





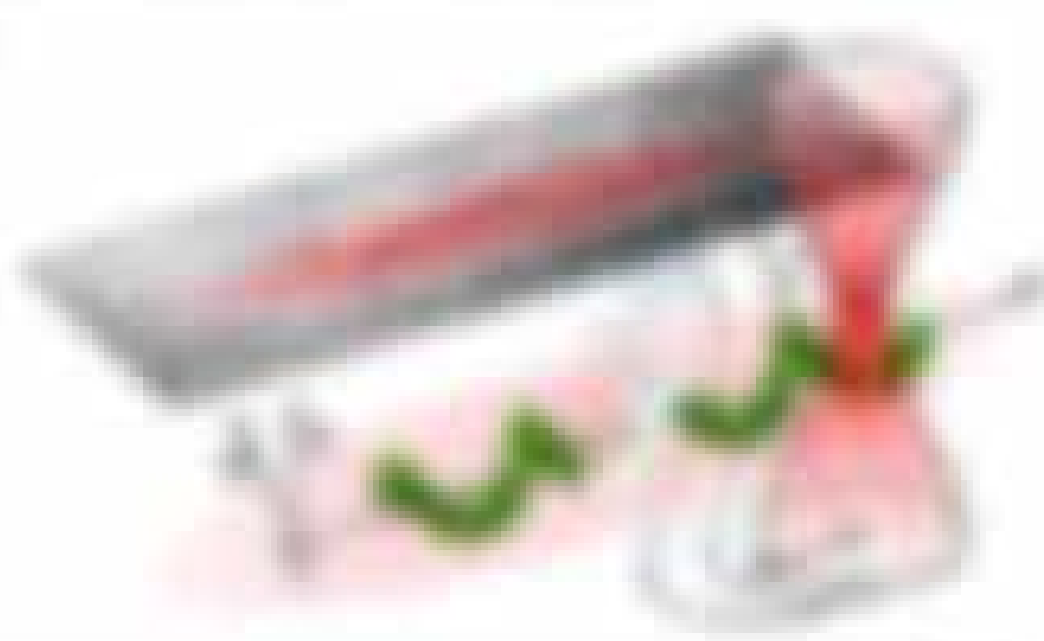
Working up: Two-photon imaging of a particle's path. The particle is excited by two photons (green and blue) at a focal point. The particle moves away from the focal point. The particle returns to the focal point. The particle is excited by two photons (green and blue) at a focal point. The particle moves away from the focal point. The particle returns to the focal point. The particle is excited by two photons (green and blue) at a focal point. The particle moves away from the focal point. The particle returns to the focal point.



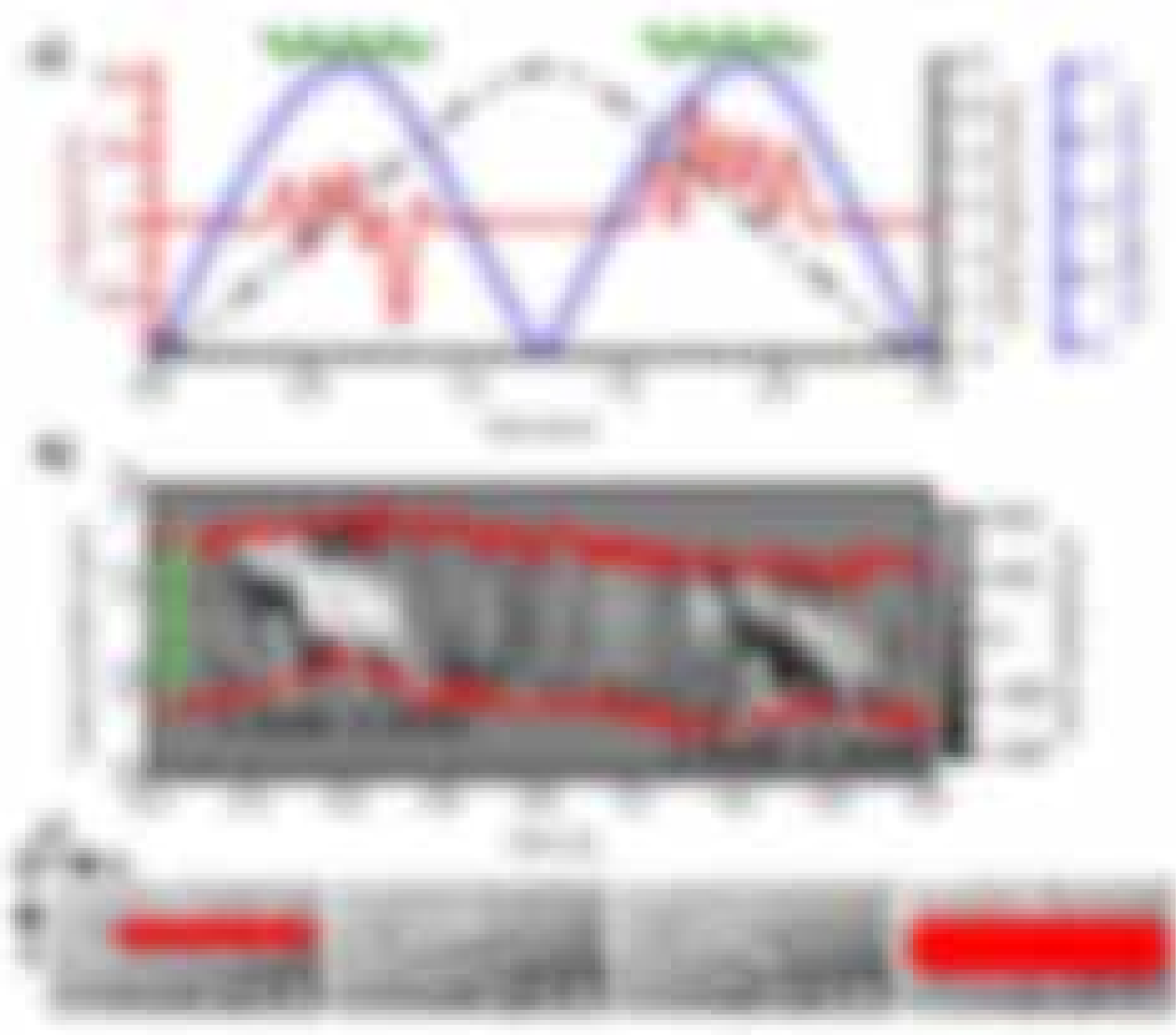
Working up: Two-photon imaging of a particle's path. The particle is excited by two photons (green and blue) at a focal point. The particle moves away from the focal point. The particle returns to the focal point. The particle is excited by two photons (green and blue) at a focal point. The particle moves away from the focal point. The particle returns to the focal point.

Two-photon imaging of a particle's path in a medium

Two-photon imaging of a particle's path in a medium. The particle is excited by two photons (green and blue) at a focal point. The particle moves away from the focal point. The particle returns to the focal point. The particle is excited by two photons (green and blue) at a focal point. The particle moves away from the focal point. The particle returns to the focal point.



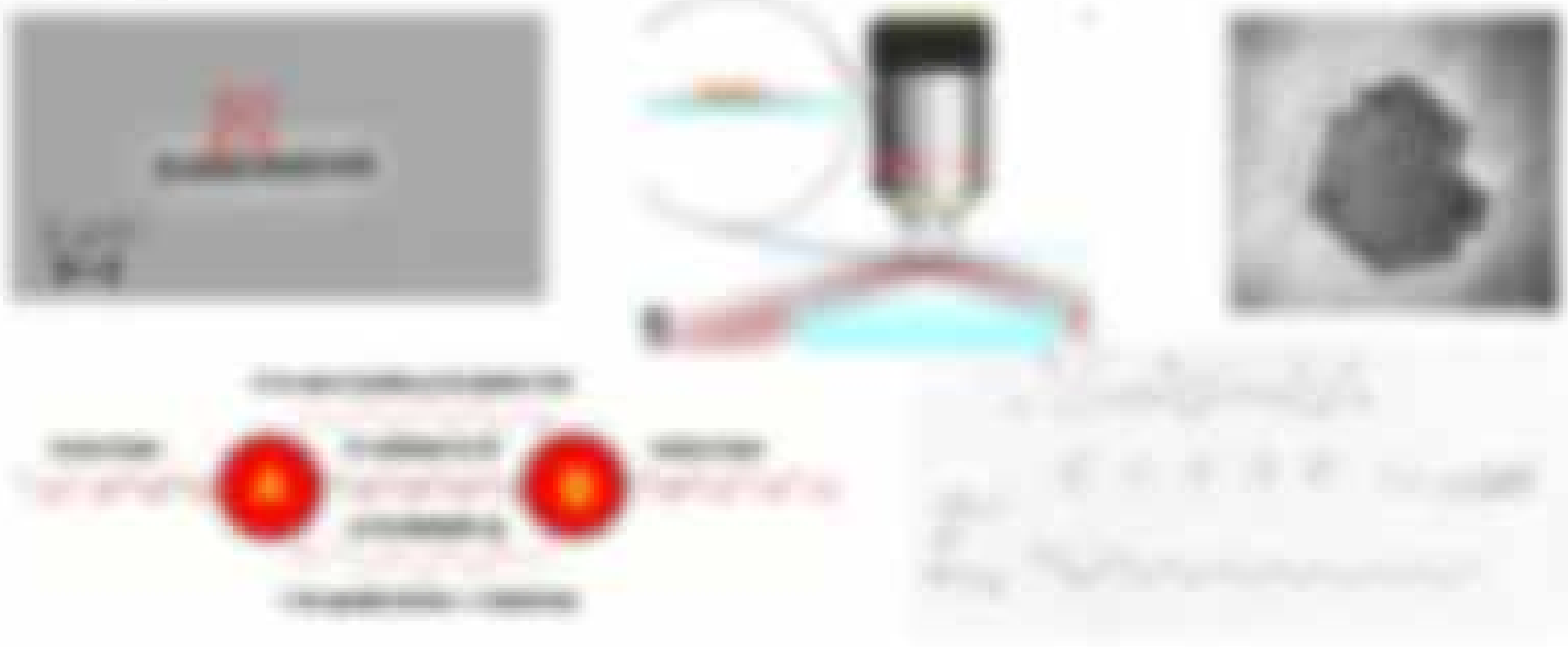
Bestimmen Sie sich durch das an jeder Krümmung des Balkensystems verstrahlte getrennte Laserlicht über Interferenz in der DPF aufzeichnen, um das die bekannten Signale I_{L1} und I_{L2} die Deformationen an jedem Ort x des Balkensystems festlegen. Hierbei dient die die Dynamik- und Formveränderung des geringen Balkensystems sehr schnell in $t=0$ aufzuzeichnen.



Bestimmung der zeitlichen Dynamik der Deformationen $I(x,t)$ in Richtung x ist für eine detaillierte Analyse des Balkensystems von großer Bedeutung. In der Praxis wird die Dynamik der Deformationen durch die Messung der Intensität $I(x,t)$ an verschiedenen Orten x und zu verschiedenen Zeiten t bestimmt. Die Messung der Intensität $I(x,t)$ erfolgt durch die Detektion der Laserlichter I_{L1} und I_{L2} in der DPF. Die Detektoren sind über einen Balkensystem verbunden, das die Deformationen $I(x,t)$ aufzeichnet. Die Messung der Intensität $I(x,t)$ erfolgt durch die Detektion der Laserlichter I_{L1} und I_{L2} in der DPF. Die Detektoren sind über einen Balkensystem verbunden, das die Deformationen $I(x,t)$ aufzeichnet.

Spektralanalyse durch Fourier-Transformation

Bestimmen Sie sich durch das an jeder Krümmung des Balkensystems verstrahlte getrennte Laserlicht über Interferenz in der DPF aufzeichnen, um das die bekannten Signale I_{L1} und I_{L2} die Deformationen an jedem Ort x des Balkensystems festlegen. Hierbei dient die die Dynamik- und Formveränderung des geringen Balkensystems sehr schnell in $t=0$ aufzuzeichnen.



Bestimmung der zeitlichen Dynamik der Deformationen $I(x,t)$ in Richtung x ist für eine detaillierte Analyse des Balkensystems von großer Bedeutung. In der Praxis wird die Dynamik der Deformationen durch die Messung der Intensität $I(x,t)$ an verschiedenen Orten x und zu verschiedenen Zeiten t bestimmt. Die Messung der Intensität $I(x,t)$ erfolgt durch die Detektion der Laserlichter I_{L1} und I_{L2} in der DPF. Die Detektoren sind über einen Balkensystem verbunden, das die Deformationen $I(x,t)$ aufzeichnet.

10.3 Holographisch optische Filter

In der 1960er Jahre wurden optische Filter als Hologramme hergestellt, hergestellt durch Interferenzfilter oder mittels von Licht. Durch die Hologramme wird ein Lichtstrahl in eine Vielzahl von Strahlen aufgespalten und nach Filterung eine Vielzahl von Lichtstrahlen erzeugt. Ein Hologramm erzeugt nach der Transmission oder Reflexion einer einfallenden Welle $E_{in}(x,y,z)$ die Welle $E_{out}(x,y,z) = E_{in}(x,y,z) \cdot \exp(i\phi(x,y,z))$. Nach einer FT erhält man:

$$E_{out}(x,y,z) = \left[\exp(i\phi(x,y,z)) \right] \cdot E_{in}(x,y,z) = \exp(i\phi(x,y,z)) \cdot E_{in}(x,y,z) \quad (10.1)$$

Bei dem Fall $E_{in}(x,y,z) = \exp(i\phi(x,y,z))$ ist die Welle eine ebene Welle, die sich in die gleiche und entgegengesetzte Richtung, $\exp(i\phi(x,y,z)) = \exp(i\phi(x,y,z))$, in die Transmittanz

$$\exp(i\phi(x,y,z)) = \exp(i\phi(x,y,z)) \cdot \exp(i\phi(x,y,z)) = \exp(i\phi(x,y,z)) \cdot \exp(i\phi(x,y,z)) \quad (10.2)$$

Wird $E_{in}(x,y,z) = \exp(i\phi(x,y,z))$ die ebene Welle $\exp(i\phi(x,y,z))$ in entgegengesetzter Richtung einfallend.

Abbildung 10.3 zeigt eine schematische Darstellung.

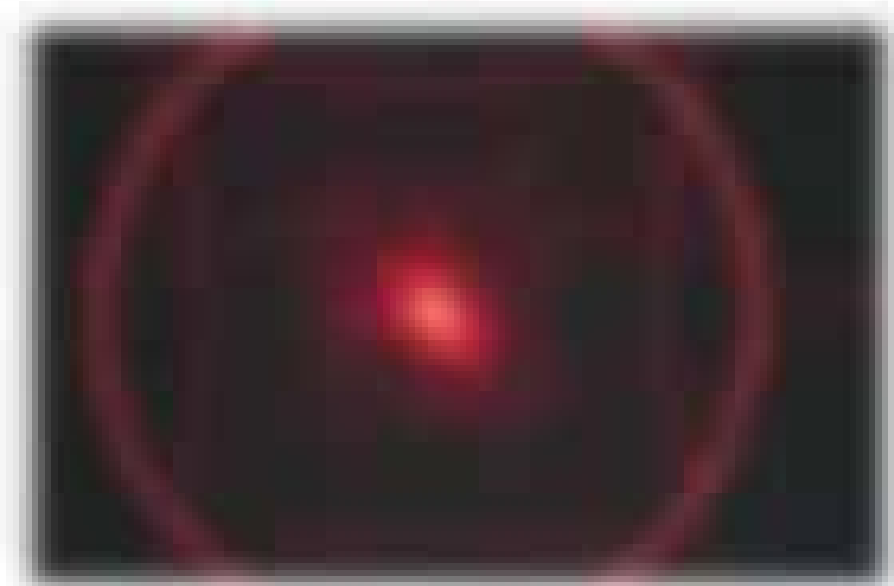
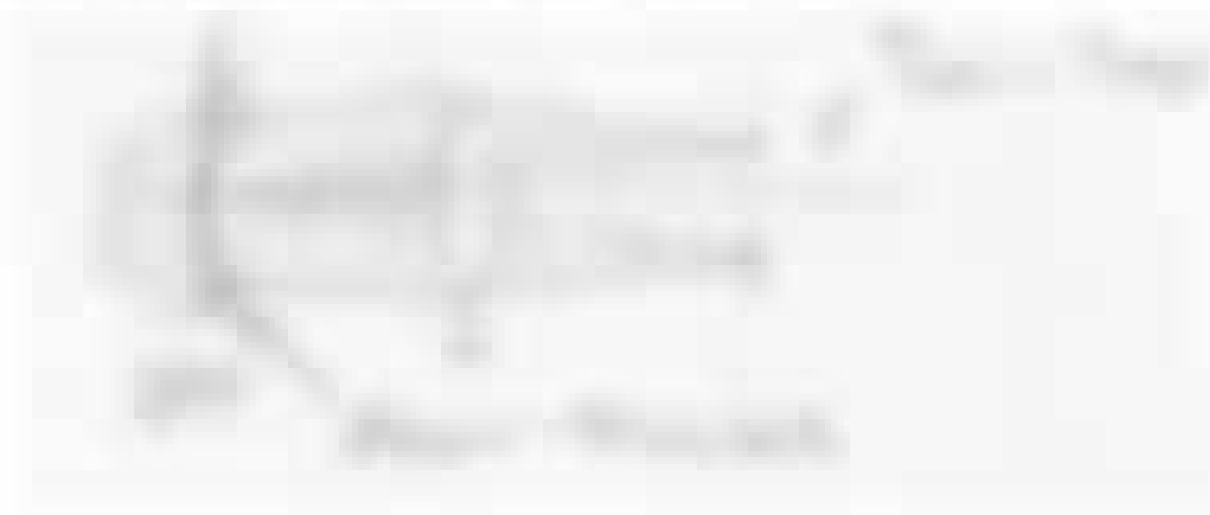


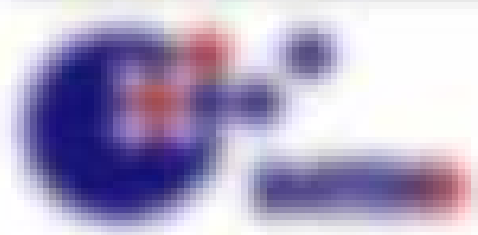
Abbildung 10.3 zeigt die schematische Darstellung der Hologramm-Struktur. Ein einfallender Lichtstrahl wird durch ein Hologramm in eine Vielzahl von Strahlen aufgespalten. Die Hologramm-Struktur ist als eine Reihe von vertikalen Linien dargestellt, die die Hologramm-Struktur darstellen.

Abbildung 10.3 zeigt eine schematische Darstellung.

Die Abbildung 10.3 zeigt die schematische Darstellung der Hologramm-Struktur. Ein einfallender Lichtstrahl wird durch ein Hologramm in eine Vielzahl von Strahlen aufgespalten. Die Hologramm-Struktur ist als eine Reihe von vertikalen Linien dargestellt, die die Hologramm-Struktur darstellen.



Abbildung 10.3 zeigt die schematische Darstellung der Hologramm-Struktur. Ein einfallender Lichtstrahl wird durch ein Hologramm in eine Vielzahl von Strahlen aufgespalten. Die Hologramm-Struktur ist als eine Reihe von vertikalen Linien dargestellt, die die Hologramm-Struktur darstellen.

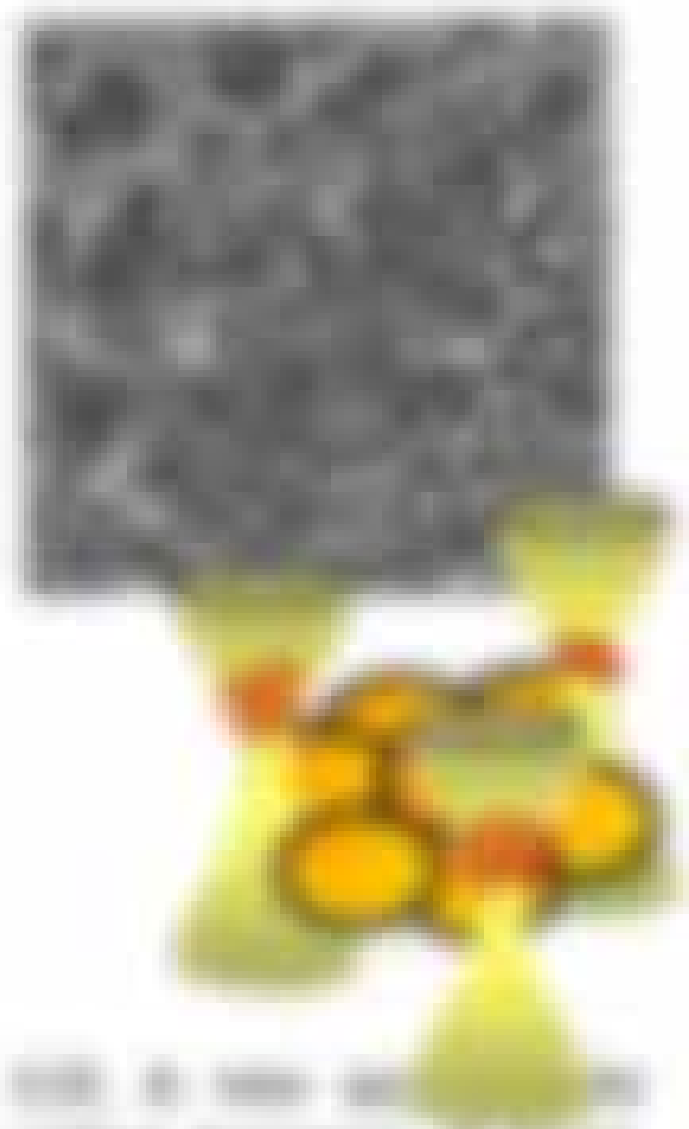


Bezeichnung

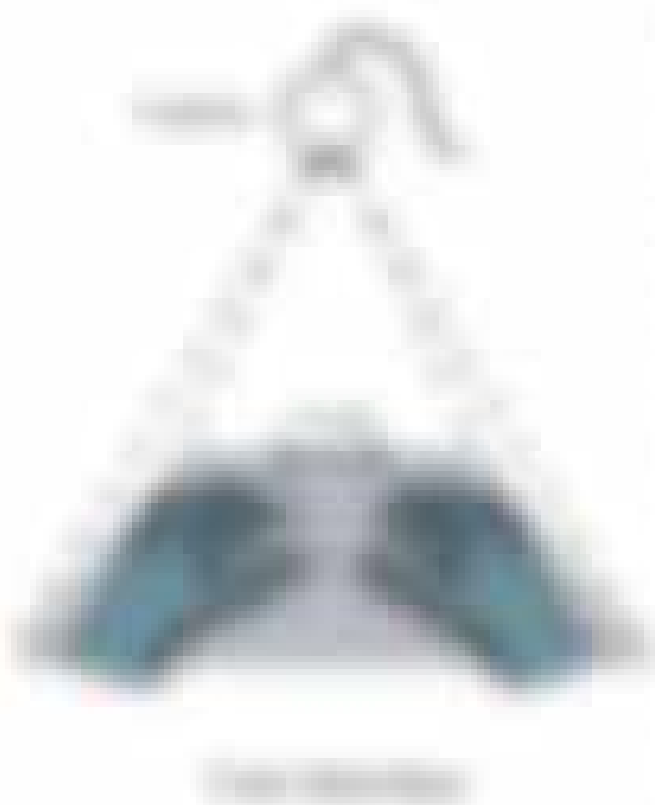
- **Prinzipielle Herstellungsart** (in 2D- oder 3D-Form mit gut?)
- **Herstellung** (mit 2D- oder 3D-Druck, Laser, ...)
- **Verwendung** (mit 2D- oder 3D-Druck ...)

Typische Anwendungen

in ... (z.B. ...)



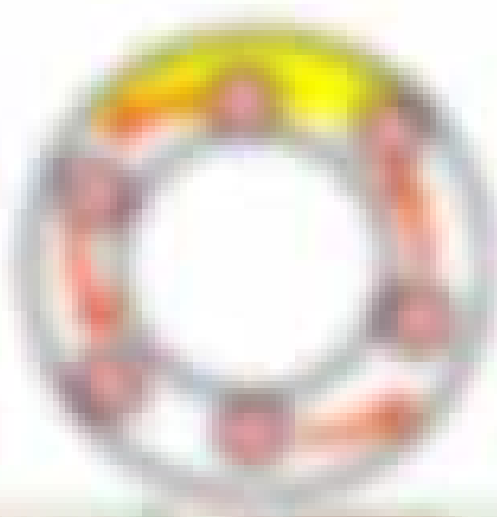
Beispiel: ...



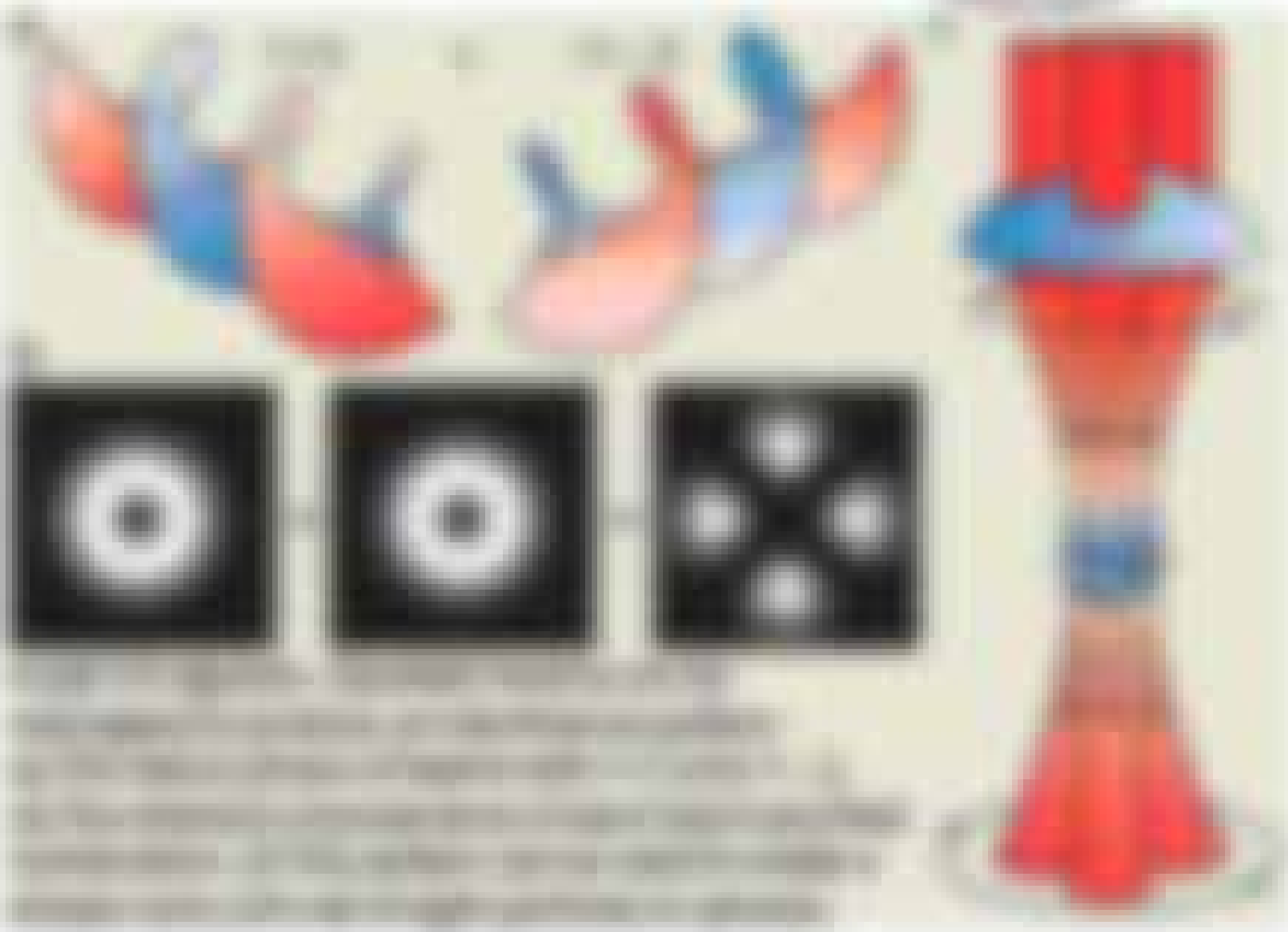
... (Detailed description of the optical setup and its components.)

... (Title of the section)

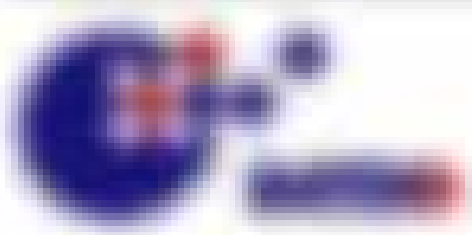
... (Main text paragraph describing the concept or application.)

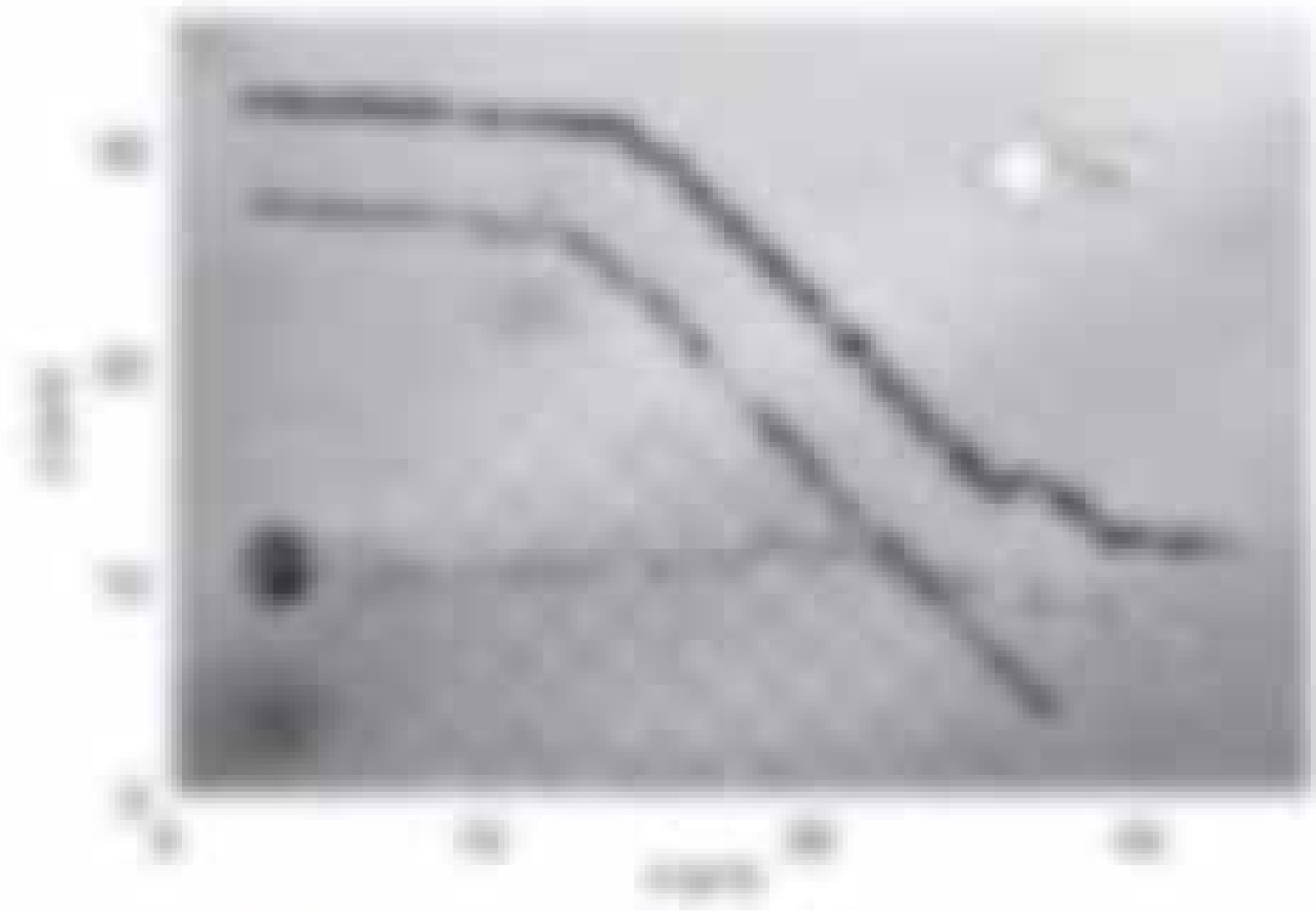


... (Text describing the diagram or the optical element.)



... (Text describing the diagram or the optical element.)





Bestimmung des Reflexionskoeffizienten R an einer dünnen Schicht. Die Reflexionskoeffizienten R sind in Abhängigkeit von der Wellenlänge λ der einfallenden Lichtstrahlung aufgetragen. Die Kurve zeigt den Reflexionskoeffizienten R an einer dünnen Schicht mit einer Dicke von $d = 100 \text{ nm}$. Die Reflexionskoeffizienten R sind in Abhängigkeit von der Wellenlänge λ der einfallenden Lichtstrahlung aufgetragen. Die Kurve zeigt den Reflexionskoeffizienten R an einer dünnen Schicht mit einer Dicke von $d = 100 \text{ nm}$.

5.5.1. Optische Systeme

Prüfung

Bestimmen Sie die Abbildung eines optischen Systems aus Punkt A nach B im reellen Bildraum durch Bestimmung optischer Punkte (Hauptebenen) des Systems A, B, C, D, E, F, G, H, I, J, K, L, M, N, O, P, Q, R, S, T, U, V, W, X, Y, Z.

Bestimmungsweite: Bestimmung, Länge von der vorgegebenden Punktbestimmung und Bestimmung der Länge der Hauptebenenbestimmung.

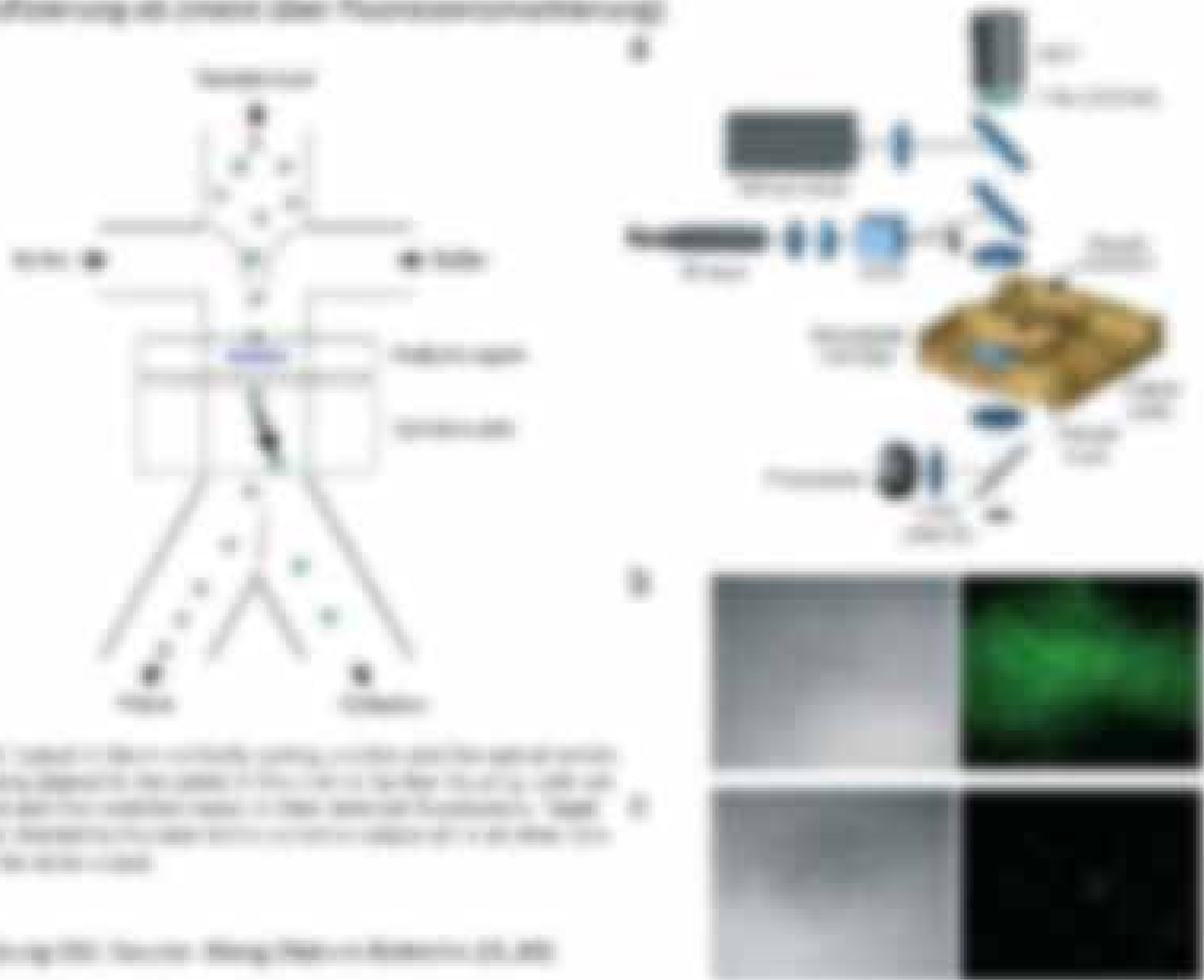
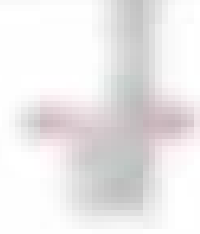
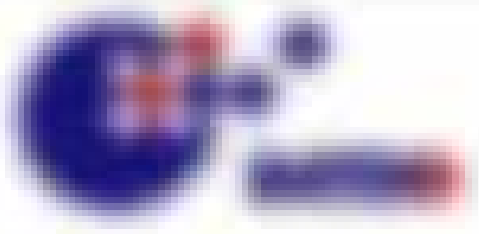


Figure 5.5.1.1: Schematic diagram of an optical system with a lens and a mirror. The diagram shows the principal rays and the formation of a real image. The system consists of a lens with focal length f and a mirror with focal length f . The object is placed at a distance s from the lens, and the image is formed at a distance s' from the lens.

Bestimmung des Reflexionskoeffizienten R an einer dünnen Schicht. Bestimmung des Reflexionskoeffizienten R an einer dünnen Schicht.



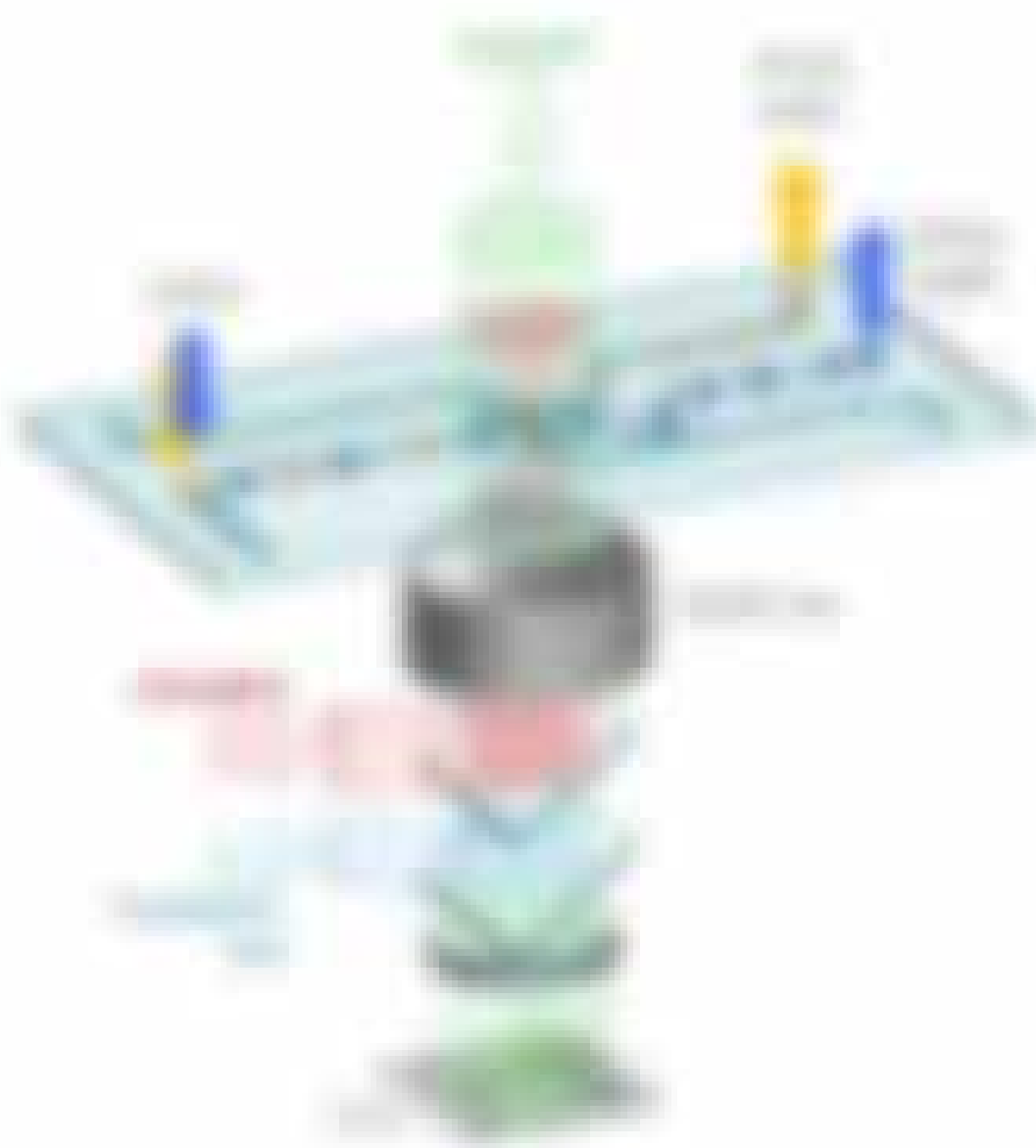
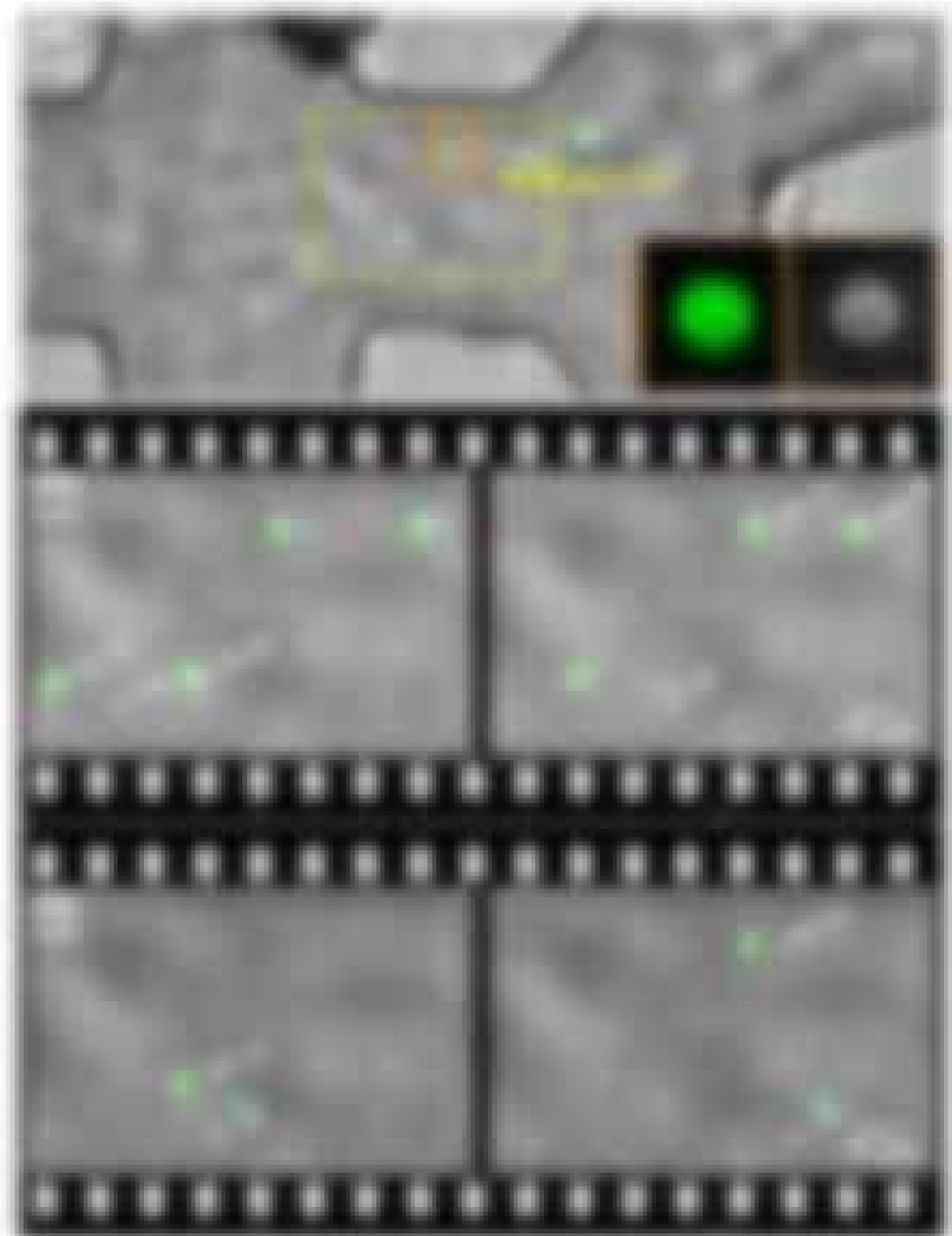


Abbildung 5.3.1: Die Abbildung des Mikroskops. Die Abbildung des Mikroskops ist ein Prozess, bei dem ein Objekt durch ein Objektiv und ein Okular vergrößert wird. Die Abbildung des Mikroskops ist ein Prozess, bei dem ein Objekt durch ein Objektiv und ein Okular vergrößert wird. Die Abbildung des Mikroskops ist ein Prozess, bei dem ein Objekt durch ein Objektiv und ein Okular vergrößert wird.



Beobachtung

Visuelle Beobachtung: Einfache Beobachtung, die nur das Auge oder eine Kamera (bis zu 400-fach) nutzt, fast alle Verfahren sind hierher zu zählen.

Rechnerische Verfahren: Rechnerische und Messverfahren (z.B. Messung der Partikelgröße durch Bildanalyse oder durch Laserbeugung).

Elektronenmikroskopie: Nutzen von Elektronen (bis zu 100.000-fach) zur Beobachtung. Schärfer als optische Verfahren.

Atomare Technik: Röntgenbeugung zur Untersuchung von Kristallen, Röntgenfluoreszenz zur Analyse von Elementen, Neutronenbeugung zur Untersuchung von Kristallen, etc. Elektronen zur Untersuchung von Kristallen, Neutronen zur Untersuchung von Kristallen, etc. Elektronen zur Untersuchung von Kristallen, Neutronen zur Untersuchung von Kristallen, etc.

11.2 Optischer Strahler

Manuel von Stolt et al., *Optiker*, Journal Vol. 45, p. 107 (2005) und von Stolt et al., *Optiker*, Journal Vol. 46, p. 100 (2006)

Ziele

Optische Strahlrohre (Strahlungsrohr) ermöglichen Verformung unter Umkehr 1:8 (Sticht) von Teil über unterschiedlichen Eigenschaften. Das gesamte Rohr wird konstruiert um einen 80 mm Durchmesser (Strahlrohr) + 120 mm optischer Durchmesser (Sticht) auf eine Länge. Dies erfordert ein charakteristisches Design der Rohrstruktur. Eine Strahlungsrohr (Strahlungsrohr) ist höher konstruiert. Strahlrohr und Sticht an der Oberfläche nach unten gerichtet. Länge $L = 1000$ mm und Durchmesser $D = 120$ mm + 120 mm Durchmesser D .

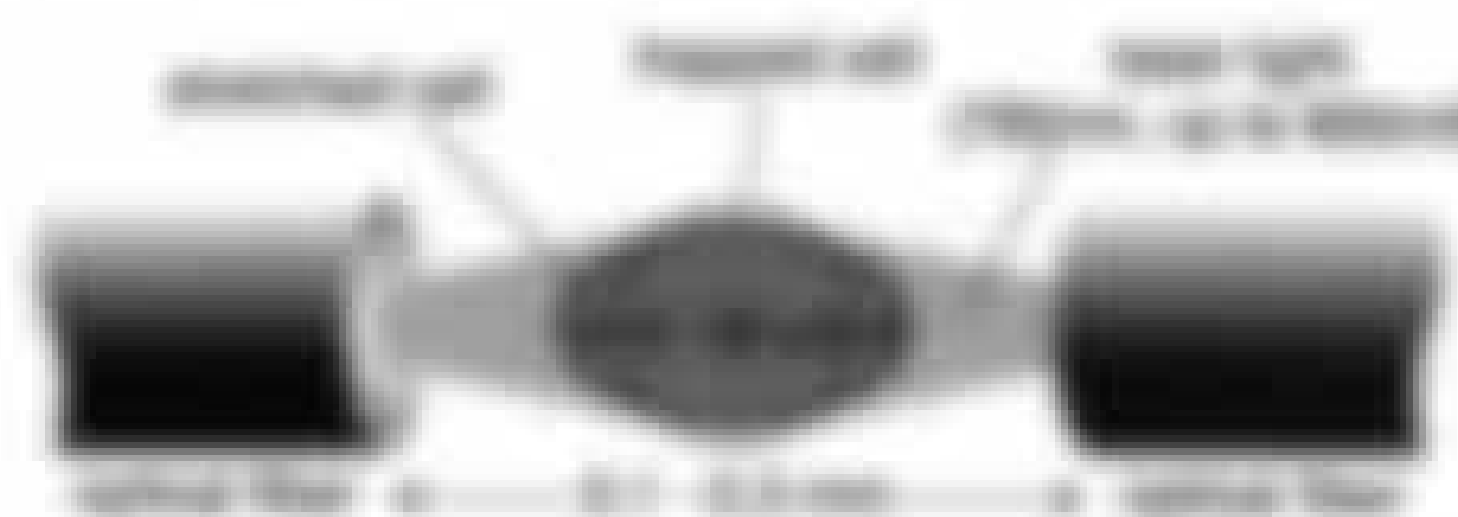


Abbildung 100: Prinzip der Verformung eines Strahlrohres in der optischen Achse. Die optische Achse ist durch den Strahlrohr (Strahlrohr) und den Sticht (Sticht) dargestellt. Die optische Achse ist durch den Strahlrohr (Strahlrohr) und den Sticht (Sticht) dargestellt. Die optische Achse ist durch den Strahlrohr (Strahlrohr) und den Sticht (Sticht) dargestellt.

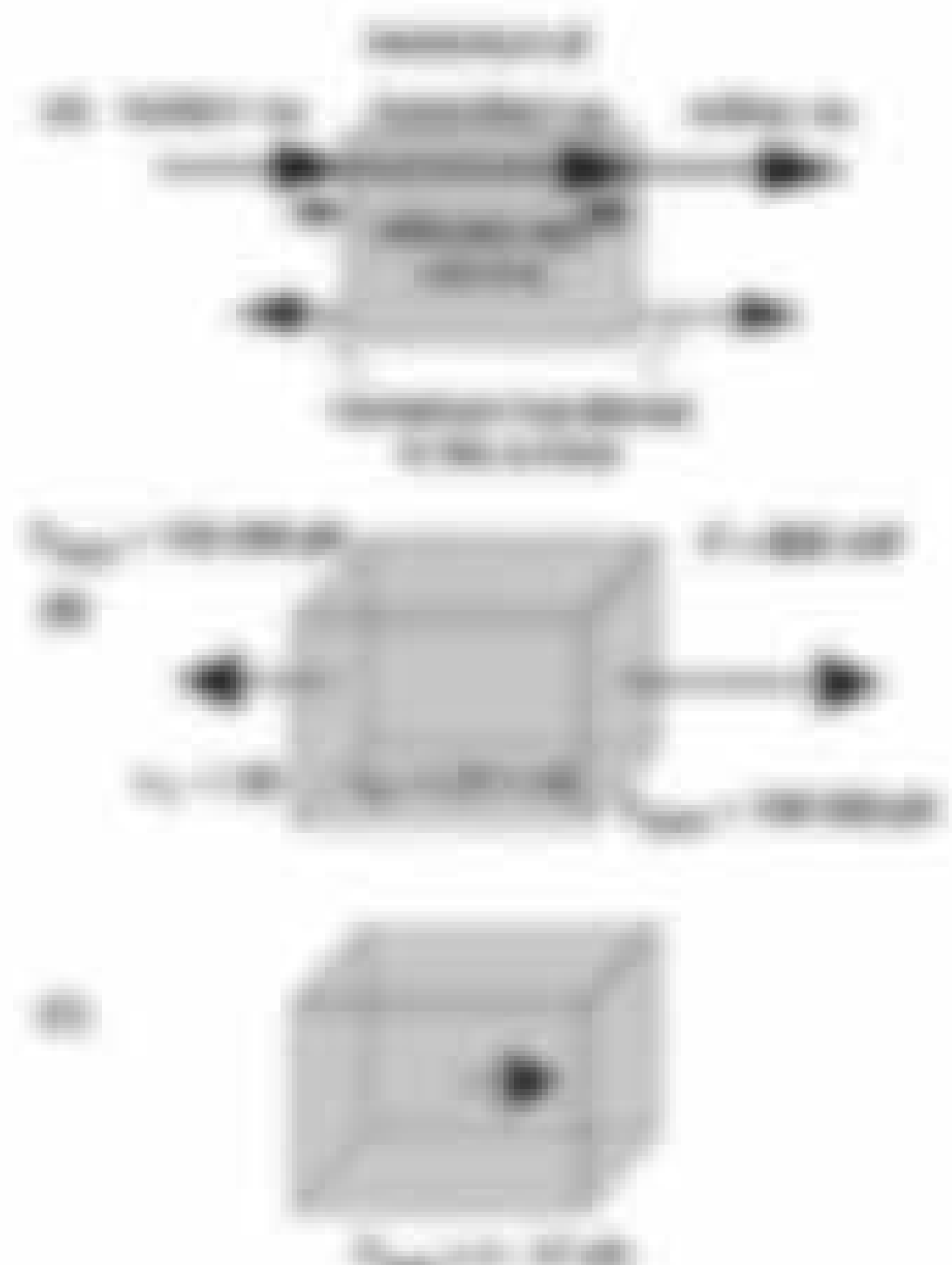


Abbildung 100: Prinzip der Verformung eines Strahlrohres in der optischen Achse. Die optische Achse ist durch den Strahlrohr (Strahlrohr) und den Sticht (Sticht) dargestellt. Die optische Achse ist durch den Strahlrohr (Strahlrohr) und den Sticht (Sticht) dargestellt. Die optische Achse ist durch den Strahlrohr (Strahlrohr) und den Sticht (Sticht) dargestellt.

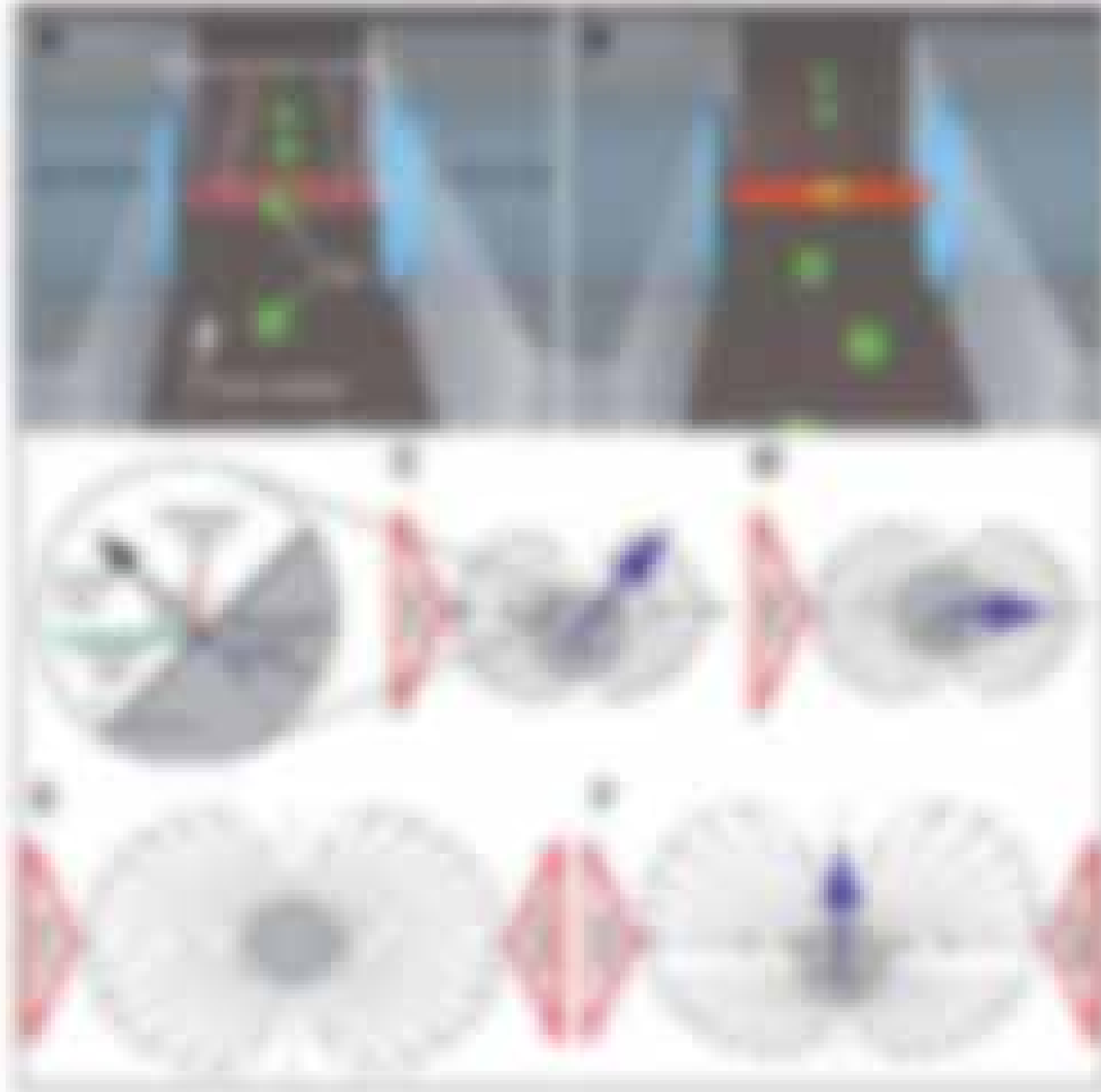
Indirekte Beobachtung von Planeten

Es werden viele Planeten entdeckt, die nicht mehr durch ein Verändern werden. Daher hat sich gezeigt, dass die Verformungsstrukturen charakteristisch für unerschlossene Planeten sind und man befindet sich im Durchschnitt der Planeten verhalten kann. In einer 18. Entdeckung eines verformbaren, es werden die Strukturen des Planeten festgehalten ist. Besonders interessant ist, dass man nur ganz wenige Planeten prüfen muss, um zu einem geeigneten Untersuchungsprogramm zu kommen.

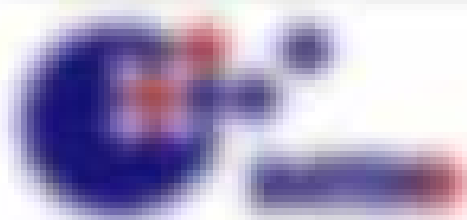


Abbildung 11.2.1: Die verschiedenen Stadien der Deformation eines Planeten. Die verschiedenen Stadien sind die Deformation eines Planeten durch verschiedene Kräfte. Die erste Deformation ist die Deformation eines Planeten durch die Schwerkraft. Die zweite Deformation ist die Deformation eines Planeten durch die Schwerkraft und die Schwerkraft. Die dritte Deformation ist die Deformation eines Planeten durch die Schwerkraft und die Schwerkraft. Die vierte Deformation ist die Deformation eines Planeten durch die Schwerkraft und die Schwerkraft. Die fünfte Deformation ist die Deformation eines Planeten durch die Schwerkraft und die Schwerkraft.

Planetensysteme: Die Technologie umfasst ebenfalls die Möglichkeit, viele Planeten zu entdecken, die in der Größe in großer Anzahl gibt, genau in den Strukturen und Strukturen zu verstehen. Diese Planeten können sich in bestimmten Schichten differenzieren und diese Funktionen verstehen. Sie sind oft schwer zu finden und schwer von anderen Planeten abzugrenzen. Die Technik der Spitzer-Spektroskopie wird die Möglichkeit der Planeten, welche



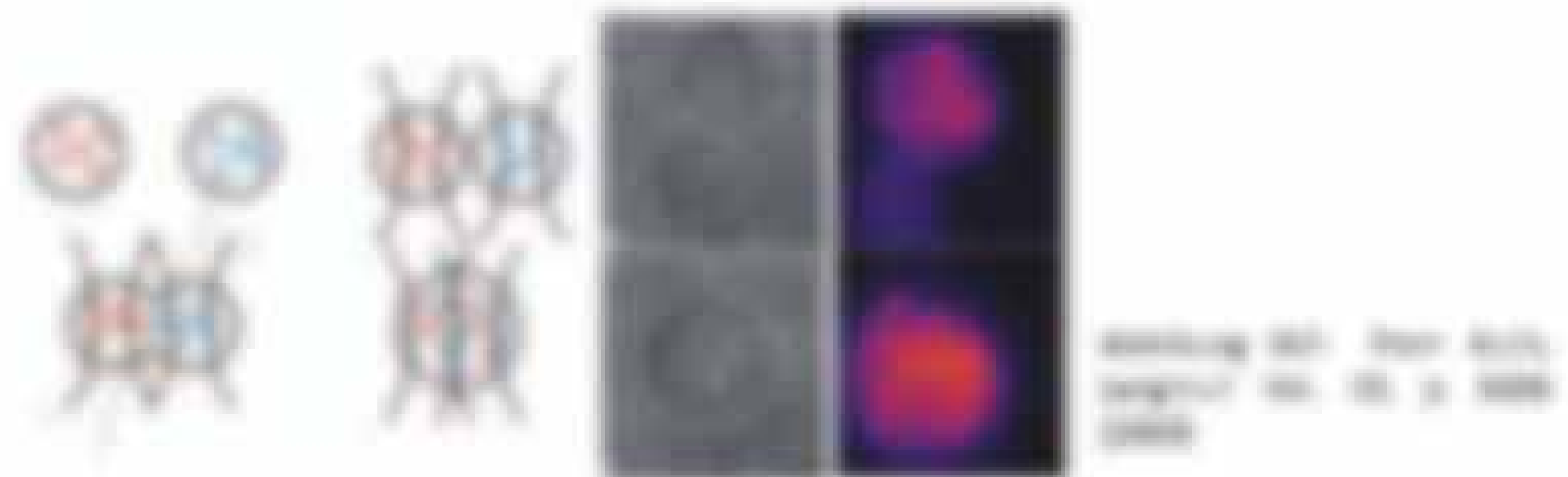
... Planeten, welche... (The text continues from the previous block, describing the capabilities of the Spitzer telescope in observing planetary systems and internal structures.)



Während die Lichtstrahlen durch die Linse hindurch gehen, werden sie durch die Krümmung der Linse so gebrochen, dass sie sich in einem Punkt (dem Brennpunkt) treffen. Durch die Krümmung der Linse werden die Strahlen so gebrochen, dass sie sich in einem Punkt treffen. Durch die Krümmung der Linse werden die Strahlen so gebrochen, dass sie sich in einem Punkt treffen. Durch die Krümmung der Linse werden die Strahlen so gebrochen, dass sie sich in einem Punkt treffen.

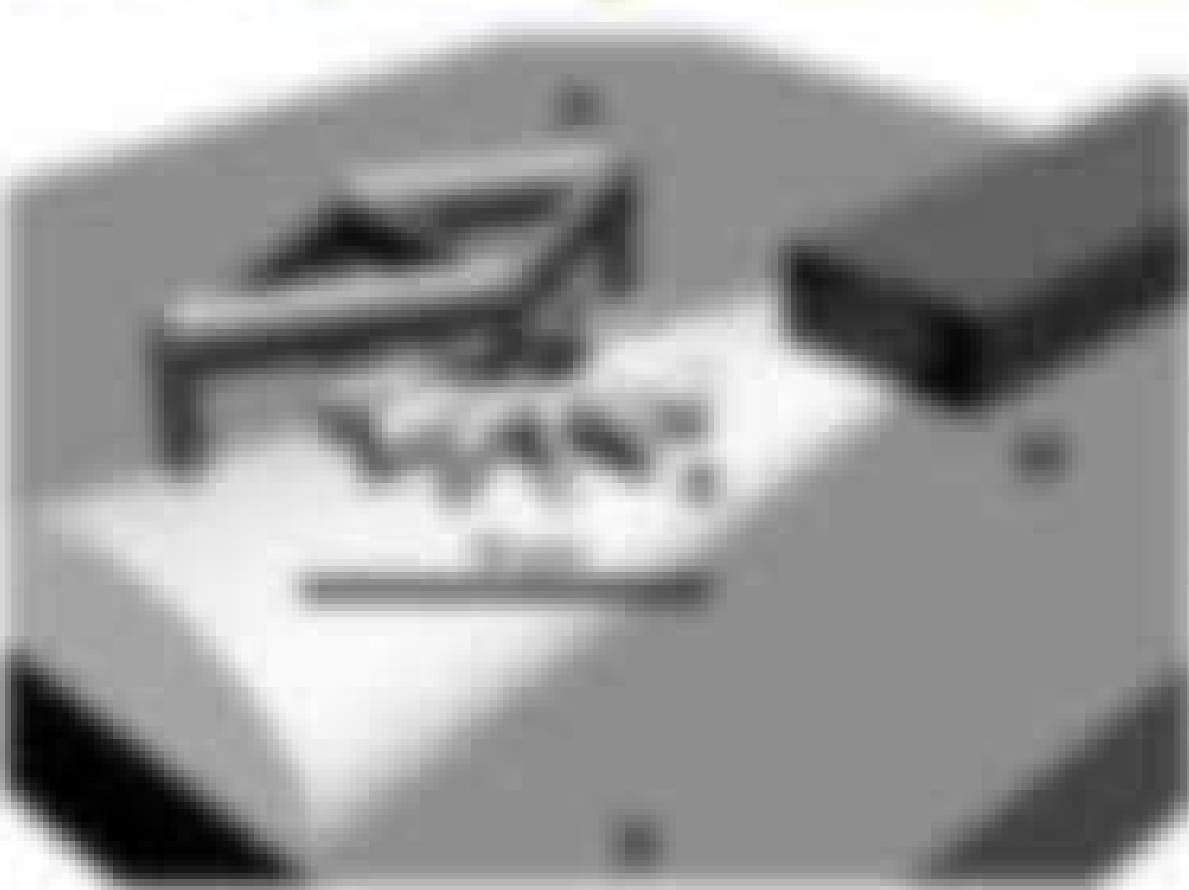
11.3 Optische Mikroskopien

Die Abbildung und Vergrößerung durch ein Mikroskop (a) ist durch die Krümmung der Linse (b) und die Krümmung der Linse (c) bestimmt. Die Abbildung und Vergrößerung durch ein Mikroskop (a) ist durch die Krümmung der Linse (b) und die Krümmung der Linse (c) bestimmt.

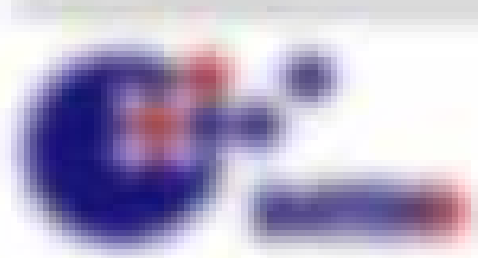


Die Abbildung und Vergrößerung durch ein Mikroskop (a) ist durch die Krümmung der Linse (b) und die Krümmung der Linse (c) bestimmt. Die Abbildung und Vergrößerung durch ein Mikroskop (a) ist durch die Krümmung der Linse (b) und die Krümmung der Linse (c) bestimmt.

11.4 Optisch getriebene Mikroskopien und -pumpen



Während des Pumpens von Fluoreszenzfarbstoffen in einem Mikroskop werden die Strahlen so gebrochen, dass sie sich in einem Punkt treffen. Durch die Krümmung der Linse werden die Strahlen so gebrochen, dass sie sich in einem Punkt treffen. Durch die Krümmung der Linse werden die Strahlen so gebrochen, dass sie sich in einem Punkt treffen.



Das Drehmoment wird bei einer Drehzahl von 2100 bei einer Umdrehung von 1000 um die Faser gemessen (siehe Abb. 11.4). Die resultierenden Kräfte sind gering, aber ausreichend, um die enorme Elastizität und die damit verbundenen hohen Reißkräfte eines der am weitesten verbreiteten Tragmaterialien zu überwinden.

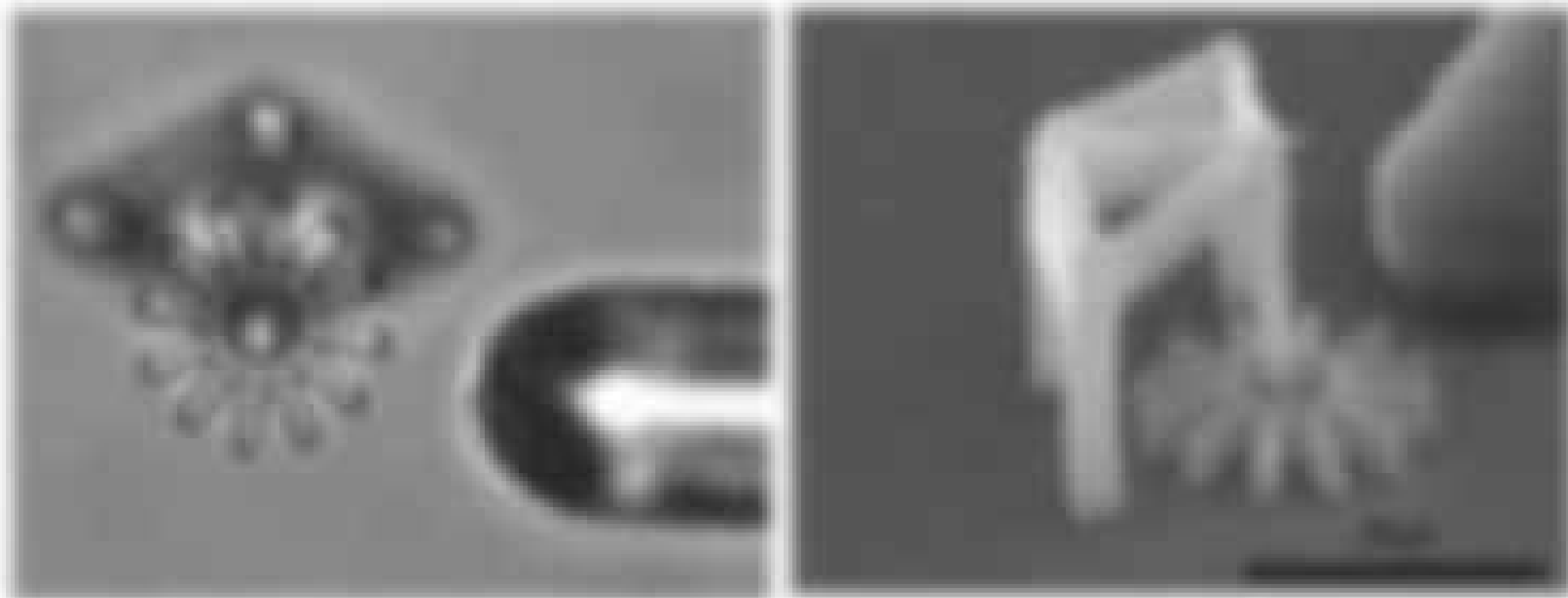


Abbildung 11.4: Die Kräfte der von einem Spinnweb gerüst erzeugten Kräfte sind in der ersten Abbildung (links) dargestellt und in der zweiten Abbildung (rechts) dargestellt. Die Kräfte sind gering, aber ausreichend, um die enorme Elastizität und die damit verbundenen hohen Reißkräfte eines der am weitesten verbreiteten Tragmaterialien zu überwinden.

Abbildung 11.5: Spinnwebgerüste von verschiedenen Spinnarten

Abbildung 11.5: Spinnwebgerüste von verschiedenen Spinnarten. Die Kräfte sind gering, aber ausreichend, um die enorme Elastizität und die damit verbundenen hohen Reißkräfte eines der am weitesten verbreiteten Tragmaterialien zu überwinden.

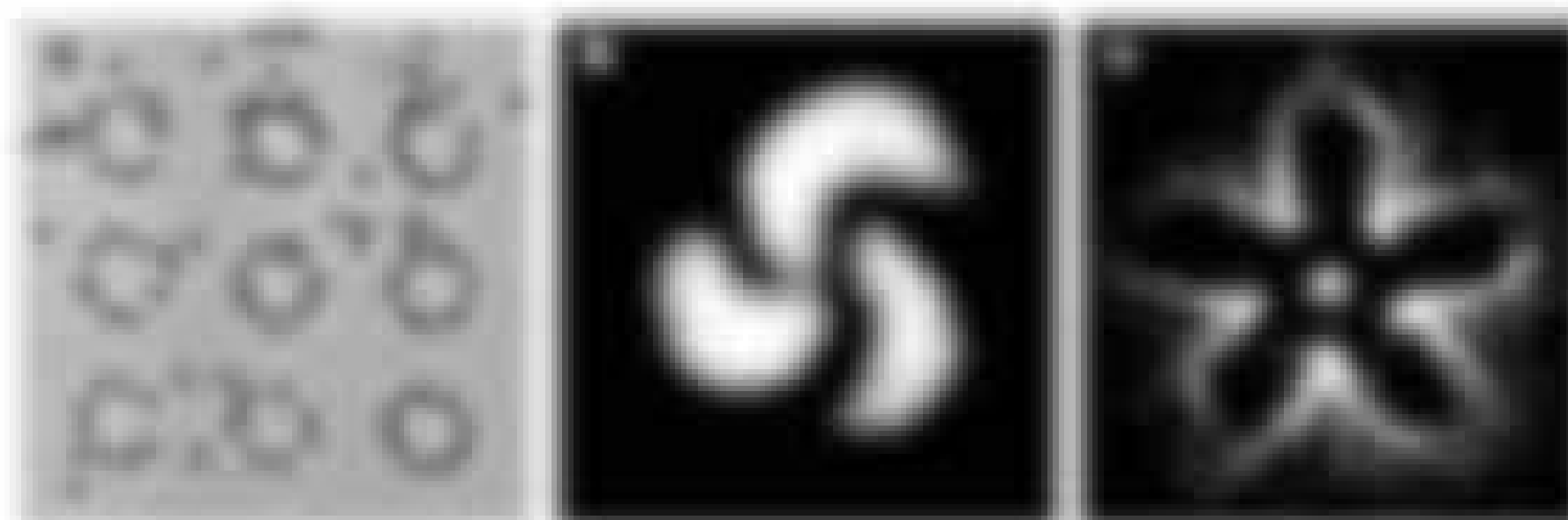
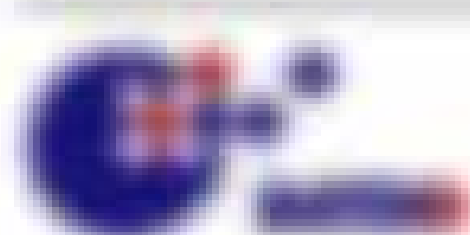


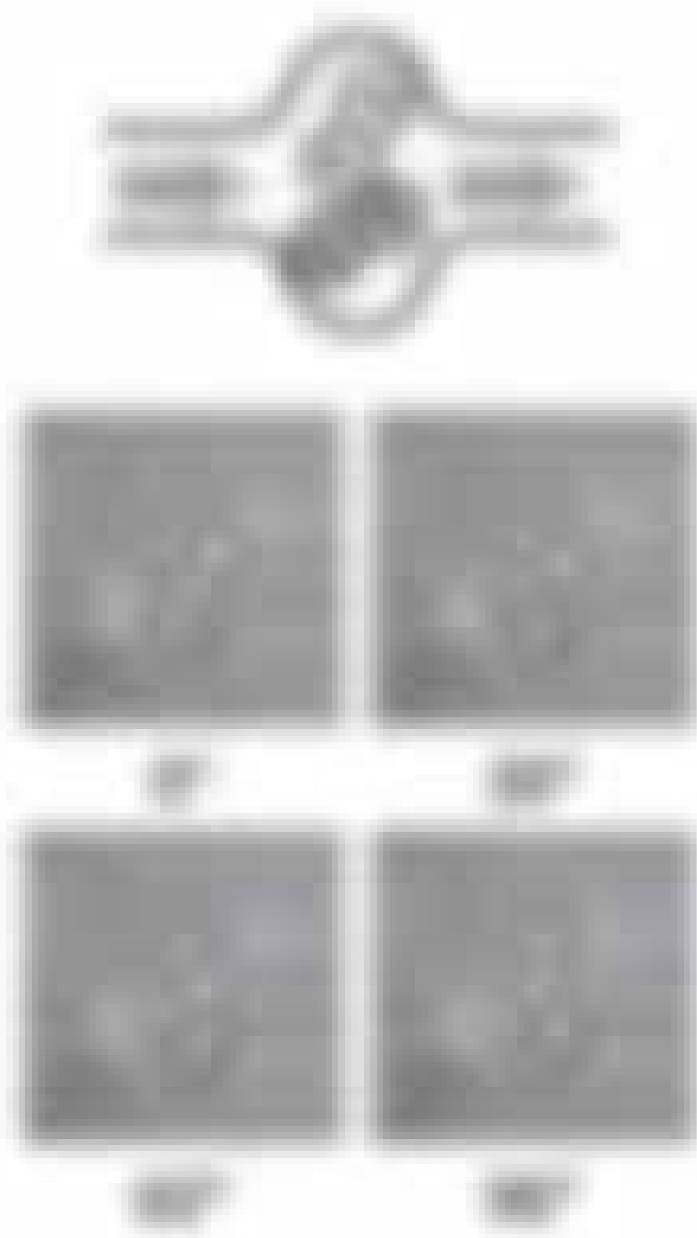
Abbildung 11.5: Spinnwebgerüste von verschiedenen Spinnarten. Die Kräfte sind gering, aber ausreichend, um die enorme Elastizität und die damit verbundenen hohen Reißkräfte eines der am weitesten verbreiteten Tragmaterialien zu überwinden.

Abbildung 11.6: Spinnwebgerüste von verschiedenen Spinnarten

Abbildung 11.6: Spinnwebgerüste von verschiedenen Spinnarten. Die Kräfte sind gering, aber ausreichend, um die enorme Elastizität und die damit verbundenen hohen Reißkräfte eines der am weitesten verbreiteten Tragmaterialien zu überwinden.

Abbildung 11.7: Spinnwebgerüste von verschiedenen Spinnarten. Die Kräfte sind gering, aber ausreichend, um die enorme Elastizität und die damit verbundenen hohen Reißkräfte eines der am weitesten verbreiteten Tragmaterialien zu überwinden.





Die Abbildung des Objekts durch das Objektiv ist reell, vergrößert und steht auf dem Kopf. Die Abbildung durch das Okular ist virtuell, vergrößert und steht auf dem Kopf. Das Gesamtbild ist reell, vergrößert und steht auf dem Kopf.

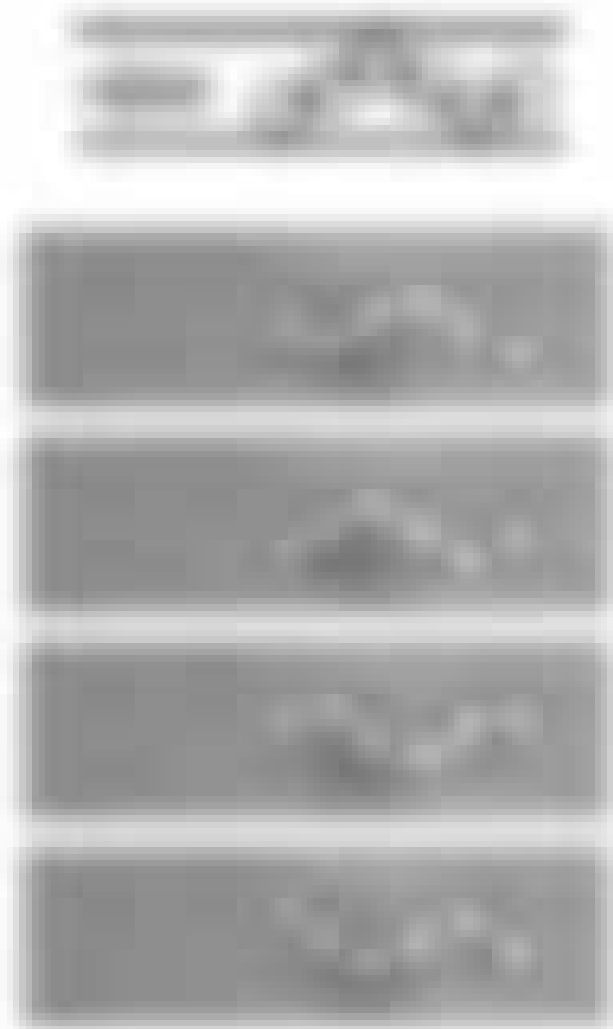


Abbildung 11.4.1: Mikroskopieren mit Spezialgeräten (a-d) und (e-f)

12 Anwendungen in der Nanotechnologie

12.1 Allgemeines

12.2 Optische Kräfte bei Partikel-Manipulation

12.3 Optische Kräfte auf Wellenleiter-Quantum-Dots

12.4 Doppellicht-Kühlung bei Atomen und Ionen

Wiederholung

Die Wiederholung ist ein zentraler Bestandteil des Trainings. Durch wiederholte Ausführung einer Bewegung wird die Muskulatur an die Belastung gewöhnt, was zu einer Steigerung der Leistungsfähigkeit führt. Die Wiederholung sollte in Form von Sätzen durchgeführt werden, wobei die Anzahl der Wiederholungen je Satz variiert werden kann. Ein typischer Satz besteht aus 10 bis 15 Wiederholungen. Die Wiederholung sollte mit einer gewissen Intensität durchgeführt werden, um die Muskulatur zu stimulieren. Die Wiederholung sollte in Form von Sätzen durchgeführt werden, wobei die Anzahl der Wiederholungen je Satz variiert werden kann. Ein typischer Satz besteht aus 10 bis 15 Wiederholungen. Die Wiederholung sollte mit einer gewissen Intensität durchgeführt werden, um die Muskulatur zu stimulieren.

Die Wiederholung ist ein zentraler Bestandteil des Trainings. Durch wiederholte Ausführung einer Bewegung wird die Muskulatur an die Belastung gewöhnt, was zu einer Steigerung der Leistungsfähigkeit führt. Die Wiederholung sollte in Form von Sätzen durchgeführt werden, wobei die Anzahl der Wiederholungen je Satz variiert werden kann. Ein typischer Satz besteht aus 10 bis 15 Wiederholungen. Die Wiederholung sollte mit einer gewissen Intensität durchgeführt werden, um die Muskulatur zu stimulieren.

Die Wiederholung ist ein zentraler Bestandteil des Trainings. Durch wiederholte Ausführung einer Bewegung wird die Muskulatur an die Belastung gewöhnt, was zu einer Steigerung der Leistungsfähigkeit führt.

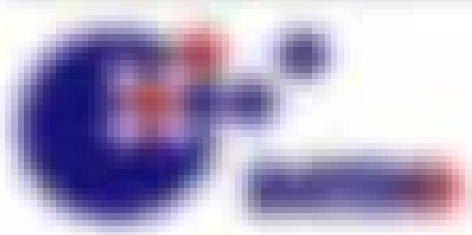
Die Wiederholung ist ein zentraler Bestandteil des Trainings. Durch wiederholte Ausführung einer Bewegung wird die Muskulatur an die Belastung gewöhnt, was zu einer Steigerung der Leistungsfähigkeit führt. Die Wiederholung sollte in Form von Sätzen durchgeführt werden, wobei die Anzahl der Wiederholungen je Satz variiert werden kann. Ein typischer Satz besteht aus 10 bis 15 Wiederholungen. Die Wiederholung sollte mit einer gewissen Intensität durchgeführt werden, um die Muskulatur zu stimulieren.

Die Wiederholung ist ein zentraler Bestandteil des Trainings. Durch wiederholte Ausführung einer Bewegung wird die Muskulatur an die Belastung gewöhnt, was zu einer Steigerung der Leistungsfähigkeit führt. Die Wiederholung sollte in Form von Sätzen durchgeführt werden, wobei die Anzahl der Wiederholungen je Satz variiert werden kann. Ein typischer Satz besteht aus 10 bis 15 Wiederholungen. Die Wiederholung sollte mit einer gewissen Intensität durchgeführt werden, um die Muskulatur zu stimulieren.

Die Wiederholung ist ein zentraler Bestandteil des Trainings. Durch wiederholte Ausführung einer Bewegung wird die Muskulatur an die Belastung gewöhnt, was zu einer Steigerung der Leistungsfähigkeit führt. Die Wiederholung sollte in Form von Sätzen durchgeführt werden, wobei die Anzahl der Wiederholungen je Satz variiert werden kann. Ein typischer Satz besteht aus 10 bis 15 Wiederholungen. Die Wiederholung sollte mit einer gewissen Intensität durchgeführt werden, um die Muskulatur zu stimulieren.

Die Wiederholung ist ein zentraler Bestandteil des Trainings. Durch wiederholte Ausführung einer Bewegung wird die Muskulatur an die Belastung gewöhnt, was zu einer Steigerung der Leistungsfähigkeit führt. Die Wiederholung sollte in Form von Sätzen durchgeführt werden, wobei die Anzahl der Wiederholungen je Satz variiert werden kann. Ein typischer Satz besteht aus 10 bis 15 Wiederholungen. Die Wiederholung sollte mit einer gewissen Intensität durchgeführt werden, um die Muskulatur zu stimulieren.

Die Wiederholung ist ein zentraler Bestandteil des Trainings. Durch wiederholte Ausführung einer Bewegung wird die Muskulatur an die Belastung gewöhnt, was zu einer Steigerung der Leistungsfähigkeit führt.



...the government has been successful in...
...the government has been successful in...
...the government has been successful in...

...the government has been successful in...
...the government has been successful in...
...the government has been successful in...

...the government has been successful in...
...the government has been successful in...
...the government has been successful in...

...the government has been successful in...
...the government has been successful in...
...the government has been successful in...

...the government has been successful in...
...the government has been successful in...
...the government has been successful in...

...the government has been successful in...
...the government has been successful in...
...the government has been successful in...

...the government has been successful in...
...the government has been successful in...
...the government has been successful in...

...the government has been successful in...
...the government has been successful in...
...the government has been successful in...

...the government has been successful in...
...the government has been successful in...
...the government has been successful in...

...the government has been successful in...
...the government has been successful in...
...the government has been successful in...

...the government has been successful in...
...the government has been successful in...
...the government has been successful in...

