

Physikerrundbrief 3/2000

18. September 2000

Editorial

Mit Freude versende ich den neuen Rundbrief, der schon an der neuen Wirkungsstätte “Glashaus” entstanden ist! Seit Mitte August sitze ich in Georg Maiers altherwürdigen Büro ... Herr Dustmann hat zwei Artikel beigetragen und ich verdanke ihm und Bemerkungen von E. A. Müller und J. Vogt, daß meine Gedanken vom letztenmal noch präziser formuliert werden können. Außerdem gibt es ein kleines Rätsel von Friedrich Hartmann! David Auerbach, Johannes Grebe und Oliver Conradt sind neu im Verteiler, herzlich willkommen! Beachten Sie bitte auch sonstige Adressänderungen.

Ich möchte Ihnen zwei Fragen vorlegen: zum einen, ob Sie Einwände hätten, wenn die bisher erschienenen Texte im PDF-Format (und vielleicht auch als HTML) im *internet* erreichbar wären. Ich würde eine kleine *homepage* auf irgendeinem dieser Umsonst-Portale arrangieren und hätte die Hoffnung, daß jemand, den es interessiert, so mehr Chancen hat, darauf zu stoßen. Zum anderen bitte ich um Vorschläge, wie das Unternehmen in Zukunft finanziert werden soll — bislang habe ich einen Zuschuß des Forschungsfonds der deutschen Anthroposophischen Gesellschaft darauf verwenden können, doch ist dieser jetzt aufgebraucht.

Zuletzt stelle ich einfach fest, daß außer den genannten Herren niemand meinen Aufruf zu den “wenigstens aphoristischen Reaktionen” befolgt hat. Insbesondere auch Alec Schaerer hat sich wohl mehr Anteilnahme erhofft. Ich mache darum ernst und lege Ihnen diesmal ein Kommentar-Formular bei und bitte Sie, dies zahlreich zu benützen! Ich grüße Sie alle herzlich

Ihr Florian Theilmann

Inhaltsverzeichnis

| | |
|---|----|
| Editorial | 1 |
| Anmerkungen zu F. Theilmanns Fragen aus Rundbrief Nr. 2 | 2 |
| Versuch einer Rückantwort (Teil I): Ein explizites Beispiel zur Wirkung | 4 |
| Hundert Jahre Wirkungsquantum | 11 |
| Eine sinnige Geschichte | 16 |
| Unterricht und Propaganda | 18 |
| Adressenliste | 20 |

Anmerkungen zu F. Theilmanns Fragen aus Rundbrief Nr. 2

VON F. W. DUSTMANN

Beginnen wir mit der letzten Frage: In der Tat ist bei der Ableitung des Stationaritätsprinzips der klassischen Mechanik aus der Quantenmechanik die Größe von \hbar unerheblich. Allerdings ist das auch kaum anders zu erwarten, da der Grenzfall $\hbar \rightarrow 0$ betrachtet wird. Für die Prinzipien der klassischen Mechanik ist die Größe von \hbar also nicht von Bedeutung, wohl aber für die Quantenmechanik selbst. Denn bei der quantenmechanischen Beschreibung ist der Weg, der der Bedingung

$$\delta S = \delta \int_w L dt = 0$$

genügt, nicht der einzig mögliche. Daneben gibt es schließlich noch *Materiewirkungen*, wenn es zwischen Emitter und Absorber zwei (oder mehr) Wege gibt, die

der Bedingung

$$\int_{W_1} L dt - \int_{W_2} L dt = n\hbar \quad \text{mit} \quad n \in \mathbf{Z}$$

genügen. Genau für solche Fälle, die in der klassischen Mechanik nicht auftreten, ist \hbar (auch der Größe nach) von Bedeutung, da durch \hbar die Größe der Interferenzstrukturen bestimmt ist. Dies gilt auch für die von F. Theilmann angesprochene Größe $E = \hbar\omega$, die im Hinblick auf den Übergang zur klassischen Physik bedeutungslos ist, aber im eigentlichen Geltungsbereich der Quantenphysik (Photoeffekt, Hohlraumstrahlung usw.) durchaus Bedeutung hat.

Zur zweiten Frage möchte ich anmerken, dass es auf Grund der klassischen Gesetze im Allgemeinen **keinen** Weg vom Emitter zum Absorber geben kann, der dann durch einen der beiden makroskopischen Spalte führt. Ein solcher Weg ist jedoch möglich, wenn die Position des einen oder des anderen Spaltes in der rechten Weise bezüglich des Ausgangs- und Endpunktes justiert wird. Der Spalt ist dabei eigentlich völlig unwichtig, da das klassische Teilchen auch ohne den Spalt diesen Weg gewählt hätte, es sei denn, es gibt beim Durchgang durch den Spalt eine besonders geartete Wechselwirkung mit den Wänden (s. u.). Werden die beiden Spalte irgendwie positioniert, so gibt es zwar durch jeden von ihnen unendlich viele Wege vom Emitter zum Absorber und darunter auch einen jeweils kürzesten, der dann auch die geringste Wirkung zeigt, aber auf diesem Weg müsste das Teilchen, wenn es am vorgegebenen Ziel ankommen soll, im Spalt eine komplizierte Wechselwirkung erfahren, die es gerade so ablenkt, dass es zum gewünschten Zielort kommt, denn für den einzelnen Spalt liegt der Zielort i. A. ohne diese Wechselwirkung nicht in dem Bereich, für den $\delta S = 0$ ist. Erreicht man es durch die erwähnte Anordnung irgendwie, dass es für *jeden* der beiden Spalte eine solche Wechselwirkung gibt, dann ist der Weg vom Startort zum Zielort tatsächlich nicht eindeutig. Allerdings sind dann die Anfangsbedingungen nicht gleich, da die Impulse im Rahmen der klassischen Mechanik etwas unterschiedlich sein müssen, weil die Spalte einen unterschiedlichen Ort haben. Die Entscheidung, durch welchen Spalt das Teilchen geht, ist in diesem Fall bereits durch den Ausgangszustand des Emitters bestimmt, der das Teilchen entweder in die Richtung auf den ersten oder den zweiten Spalt emittiert. Die fehlenden Kohärenz verhindert dann Interferenzphänomene. In der Quantenmechanik ist die Situation anders. Es gibt gar kein Teilchen, das durch den einen oder anderen Spalt geht, sondern es gibt am Zielpunkt ein teilchenartiges *Materialisationsphänomen*, dessen Stärke durch das Pfadintegral¹ über die Phasenfunktion $e^{iS/\hbar}$ am gewünschten Zielort bestimmt ist. Diese Integral wiederum hängt von

¹Dies ist kein Wegintegral im üblichen Sinn, sondern eine Summierung über alle denkbaren Wege, also ein Funktionalintegral, wobei jedem der Wege die genannte Phasenfunktion zugeordnet wird.

der Positionierung der Spalte und vom Ausgangszustand des Emitters ab. Zwischen Emitter und Absorber gibt es in der wahrnehmbaren Welt nichts, das man als sich bewegendes Teilchen ansprechen kann. Dies ist natürlich in der klassischen Physik anders. Der durch das Stationaritätsprinzip ausgewählte Weg ist gewissermaßen lückenlos, d.h. die Materialisierungsphänomene bilden eine stetige Folge in Raum und Zeit. Die raumzeitliche Gestalt dieser Folge ist durch das Hamilton'sche Prinzip bestimmt. Dass es aber eine solche stetige Folge gibt, macht die Besonderheit der klassischen Physik gegenüber der Quantenphysik aus. Eigentlich gibt es sie auch nur annähernd, hinreichend annähernd um so zu tun, als gäbe es sie exakt. Der Übergang von der Quantenphysik zur klassischen Physik vollzieht sich also nicht nur durch den Grenzübergang $\hbar \rightarrow 0$, sondern auch durch die **stetige Materialisierung** des Teilchens. Quantenmechanisch wird dies durch die sogenannte **Reduktion der Wellenfunktion** realisiert, die im Grenzfall der klassischen Mechanik offenbar kontinuierlich erfolgt, während sie in der Quantenmechanik auch in größeren raumzeitlichen Abständen erfolgen kann. Damit sind wir am Knackpunkt der Überlegungen angekommen: Wie lässt sich die Reduktion angemessen im Rahmen der Quantentheorie beschreiben? Diese Frage ist für mich bisher noch unbeantwortet und bedarf der genauen Untersuchung. Ich weiß nicht, ob die theoretischen Ansätze, die sich unter dem Titel „Dekohärenztheorie“ zusammenfassen lassen, bereits eine Lösung dieses Problems liefern.

Versuch einer Rückantwort (Teil I): Ein explizites Beispiel zur Wirkung

VON FLORIAN THEILMANN

Kurz nach dem Erscheinen des letzten Rundbriefs erreichte mich eine Postkarte von E. A. Müller, auf der er mich leise darauf hinwies, daß ich den Zusammenhang von „extremalen Kurven“ und Anfangsbedingungen einer physikalischen Bewegung noch genauer bedenken könnte. Fast zeitgleich traf der kritische Artikel von Herrn Dustmann (Seite 2) ein und so kam ich dazu, ganz entgegen meiner sonstigen Neigung, mir Gedanken über ein explizites Beispiel zu machen. Ich bin dafür sehr dankbar, denn es verdeutlicht nicht nur meine Einwände vom letztenmal (auch für mich selber), sondern brachte mich auch dahin, einen weiterführenden Gedanken äußern zu können. Sie mögen mir diese umständliche Rechnerei verzeihen — aber wann hat man schon mal ein analytisches, nicht völlig triviales Beispiel . . . Vielleicht ist es ja auch noch jemandem in der Schule nützlich?

Wirkung und Bewegungsgleichungen beim Wurf

Betrachten wir die Situation des Wurfes in einem konstanten Schwerfeld; dabei sei die horizontale Wurfrichtung mit der Koordinate x bezeichnet, die Höhe (antiparallel zur Richtung der Gewichtskraft) mit y und g sei der Wert der Fallbeschleunigung. Die Größen

$$\mathbf{x} = \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} \quad \text{und} \quad \mathbf{g} = \begin{pmatrix} 0 \\ -g \end{pmatrix} \quad (1)$$

sind dann die vektorielle Darstellung eines Ortes und der Fallbeschleunigung. Für eine Bahn $\mathbf{x}(t)$ eines Körpers der Masse m ergibt sich die LAGRANGE-Funktion

$$\mathcal{L} = \mathcal{T} - \mathcal{U} = m \left(\frac{1}{2} |\dot{\mathbf{x}}|^2 - \mathbf{x} \cdot \mathbf{g} \right) = \frac{m}{2} (\dot{x}^2 + \dot{y}^2) + m y g \quad (2)$$

Offenbar können wir ohne Beschränkung der Allgemeinheit $m = 1$ setzen und erhalten folgendes System von LAGRANGESchen Bewegungsgleichungen:

$$\begin{aligned} 0 &= \frac{d}{dt} \left(\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{\mathbf{x}}} \right) - \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \mathbf{x}} \\ &= \frac{1}{2} \frac{d}{dt} \begin{pmatrix} \partial_x (\dot{x}^2 + \dot{y}^2) \\ \partial_y (\dot{x}^2 + \dot{y}^2) \end{pmatrix} - \begin{pmatrix} \partial_x - y g \\ \partial_y - y g \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} \ddot{x} \\ \ddot{y} \end{pmatrix} - \begin{pmatrix} 0 \\ -g \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (3)$$

Das sind natürlich die bekannten Bewegungsgleichungen $\ddot{x} = 0$ und $\ddot{y} = -g$.

Diskussion der Lösungen

Jede Lösung $\mathbf{x}(t)$ dieser Gleichungen macht das Wirkungsfunktional $\int_{t_1}^{t_2} dt \mathcal{L}$ extremal; schon hier sieht man, daß dabei $x(t)$ höchstens linear in der Zeit sein wird und $y(t)$ eine Funktion zweiten Grades in der Zeit. Glücklicherweise ist die direkte Integration möglich und ergibt einfach (wir setzen $t_1 = 0$)

$$\begin{aligned} \dot{x}(t) &= \text{const} = v_x, & x(t) &= v_x(t - t_1) + \text{const}. \\ & & &= v_x t + x_1 \quad \text{und} \\ \dot{y}(t) &= -g(t - t_1) + \text{const}. = -gt + v_y, & y(t) &= -\frac{g}{2} t^2 + v_y(t - t_1) + \text{const}. \\ & & &= -\frac{g}{2} t^2 + v_y t + y_1. \end{aligned} \quad (4)$$

Die einzige Größe, die bei diesen Lösungen feststeht, ist das g , die Stärke der Fallbeschleunigung; die freien Parameter sind schon mit Blick auf ihre sogenannte “physikalische Bedeutung” benannt. Mit anderen Worten gesagt, alle diese Bahnen sind extremale Kurven für das Funktional $\int_{t_1}^{t_2} dt \mathcal{L}$ in dem Sinn, daß bei Vorgabe eines Anfangspunktes $\mathbf{x}(t_1) = \mathbf{x}_1$ und eines Endpunktes $\mathbf{x}(t_2) = \mathbf{x}_2$ alle Kurven der Form (4) durch diese Punkte unter Variationen bei festen $\mathbf{x}_1, \mathbf{x}_2$ extremale Werte liefern (vgl. letzten Rundbrief).

Nun ist es naheliegend, in (4) die Zeit zu eliminieren. Die erste Gleichung gibt uns $t = (x - x_1)/v_x$, eingesetzt in die zweite folgt

$$y = y(x) = -\frac{g}{2v_x^2}(x - x_1)^2 + \frac{v_y}{v_x}(x - x_1) + y_1 . \quad (5)$$

Diese Umformung ist möglich für $v_x \neq 0$, d.h. einen Wurf, der nicht nur senkrecht nach oben/unten geht (diesen eindimensionalen “Fall” lassen wir beiseite). Während also der Weg zu den Bewegungsgleichungen eher höhere Mathematik ist, erhalten wir mit einfacher Schulmathematik explizite Lösungen, eben die Wurfparabel.

Diskutieren wir noch kurz die Bahnkurve (5): die Öffnung der Parabel bestimmt sich durch $-g/2v_x^2$. Dieser Ausdruck ist immer negativ, so daß nur nach unten geöffnete Parabeln in Frage kommen. Offenbar ist dann jede Öffnungsweite zwischen 0 und ∞ möglich, man muß nur v_x entsprechend wählen. Wir setzen $\tilde{x} = x - x_1$ und machen die folgende (bei Neuntklässlern höchst unbeliebte) binomische Umformung:

$$\begin{aligned} y(x) &= -\frac{g}{2v_x^2}\tilde{x}^2 + \frac{v_y}{v_x}\tilde{x} + y_1 = \\ &= -\frac{g}{2v_x^2}\left(\tilde{x}^2 + \frac{2v_x v_y}{g}\tilde{x} + \left(\frac{v_x v_y}{g}\right)^2 - \left(\frac{v_x v_y}{g}\right)^2\right) + y_1 = \\ &= -\frac{g}{2v_x^2}\left(\tilde{x} + \frac{v_x v_y}{g}\right)^2 + y_1 - \frac{v_y^2}{2g} \end{aligned} \quad (6)$$

Eine Parabel wie in Gl. (6) wollen wir im folgenden *Wurfparabel* nennen. Der Scheitel der Wurfparabel sitzt also bei $\tilde{x} = -v_x v_y/g$ (bzw. $x = x_1 - v_x v_y/g$) und $y = y_1 - v_y^2/2g$. Um eine ganz bestimmte, nach unten offene Parabel mit den Anfangsbedingungen einzustellen, verfährt man also wie folgt:

1. bestimme x_1, y_1 (Wurfparabel geht durch diesen Punkt)
2. bestimme v_x passend zur gewünschten Weite. Das Vorzeichen bestimmt (unter der Annahme $v_y > 0$, also Abschluß nach oben), ob der Scheitel rechts oder links von \mathbf{x}_1 zu liegen kommt.

3. bestimme v_y so, daß der Scheitel am gewünschten Ort auf der x -Achse zu liegen kommt.

Aufgrund der Konstruktion ist klar, daß tatsächlich jede nach unten offene Parabel in der (x, y) -Ebene auch eine prinzipiell mögliche Wurfparabel ist.

Anders liegt der Fall für die Fragestellung, ob sich zwei beliebige Punkte durch eine Wurfparabel verbinden lassen. Daß es im Prinzip geht, ist klar, doch will ich auch das (in wenigen Rechenschritten) explizit untersuchen. Vorgegeben sind also zwei Punkte $\mathbf{x}_1 = (x_1, y_1)$, $\mathbf{x}_2 = (x_2, y_2)$, wobei $x_1 \neq x_2$ zu beachten ist (diesen Fall wollten wir ja ausschliessen). Zu lösen ist das lineare Gleichungssystem in a, b, c , zunächst für eine allgemeine Parabel:

$$\begin{aligned} y_1 &= ax_1^2 + bx_1 + c \\ y_2 &= ax_2^2 + bx_2 + c \end{aligned} \quad (7)$$

Zur Vereinfachung der Notation schreiben wir Δx^2 für $x_2^2 - x_1^2$, Δx für $x_2 - x_1 \neq 0$ und Δy für $y_2 - y_1$. Subtraktion der oberen Gleichung von der unteren eliminiert c :

$$\Delta y = a\Delta x^2 + b\Delta x \quad \text{oder} \quad b = \frac{\Delta y - a\Delta x^2}{\Delta x} = b(a) \quad (8)$$

Rückeinsetzen beispielsweise in die obere Gleichung gibt

$$c = y_1 - ax_1^2 - x_1 \frac{\Delta y - a\Delta x^2}{\Delta x} = c(a) \quad (9)$$

Als Lösung bekommen wir offenbar eine einparametrische Schar von Parabeln. Fragen wir nach der Lösbarkeit durch Wurfparabeln, so müssen wir auf $a < 0$ einschränken. Eine spezielle Wurfparabel entsteht dann durch die Wahl von v_x in $a = -g/2v_x^2$.

Vom Standpunkt eines mathematischen Geschützführers aus haben wir also zwei Fälle befriedigend gelöst: vorgegeben ist jeweils der Standort der Kanone. Will man eine bestimmte *Flugbahn*, so bestimmt man v_x, v_y entsprechend (vgl. oben). Will man einen bestimmten *Zielort* treffen, ist nur noch v_x geeignet zu wählen ("panzerbrechend" oder "Mörser" ...). Im ersten Fall ist der Freiheitsgrad offenbar höher: bestimmt wird Scheitel *und* Form der Wurfparabel. Im zweiten Fall bleibt nur noch die Form zu wählen.

Eine konkrete Konfiguration

Betrachten wir als Beispiel eine konkrete Konfiguration: der Kanonenstandort \mathbf{x}_1 sei bei $x_1 = -1, y_1 = 0$, der Zielort/Endpunkt \mathbf{x}_2 sei $x_2 = y_2 = 1$. Wir bestimmen

daraus $\Delta x = 1 - (-1) = 2$, $\Delta x^2 = 1^2 - (-1)^2 = 0$ und $\Delta y = 1 - 0 = 1$. Wir erhalten

$$b(a) = \frac{1 - a \cdot 0}{2} = \frac{1}{2} \quad (10)$$

$$c(a) = 0 - a(-1)^2 - (-1) \frac{1 - a \cdot 0}{2} = \frac{1}{2} - a \quad (11)$$

und insgesamt

$$y = ax^2 + \frac{1}{2}x + \frac{1}{2} - a =: \pi(x, a) \quad (12)$$

Wir überzeugen uns, daß jede dieser Parabeln von \mathbf{x}_1 nach \mathbf{x}_2 führt:

$$a(-1)^2 - \frac{1}{2} + \frac{1}{2} - a = 0 = y_1 \quad \text{und} \quad a1^2 + \frac{1}{2} + \frac{1}{2} - a = 1 = y_2 . \quad (13)$$

Die Doppelspaltsituation

Nach diesen elementaren, aber schwerfälligen Rechnereien sehen wir folgende Situation vor uns: wir haben zwei Punkte im Konfigurationsraum (unter der Einschränkung $x_1 \neq x_2$), die durch eine klassische Bewegung, eine klassische Trajektorie verbunden werden sollen. Als Lösung gibt es eine einparametrische Schar $\pi : [x_1, x_2] \times (-\infty, 0) \rightarrow |\mathbf{R}$ von Bewegungen, die Wurfparabeln, aus denen die konkrete Anfangsbedingung eine auswählt. Jede dieser Wurfparabeln ist im obigen Sinn eine extremale Kurve und dadurch eine mögliche Realisation der Bewegung.

Hier liegt die Sache also schon anders, als bei Herrn Dustmann beschrieben: es gibt nicht genau einen Weg zwischen zwei Orten, der durch extremale Wirkung ausgezeichnet ist. In unserem Beispiel könnten wir zwei Spalte auf der y -Achse positionieren, beispielsweise bei $y_A = 1$, $y_B = 2$. Wir erhalten dann die Wurfparabeln mit $a_A = -1/2$ und $a_B = -3/2$, die durch die Spalte führen würden (allerdings ist nicht jeder Punkt auf einem Schirm bei $x = 1$ durch Wurfparabeln durch beide Schlitze erreichbar, aber offenbar sicher alle Punkte mit $y < 2$). Es sind hier, ebenso wie im Szenario von Herrn Dustmann, also erst die Anfangsbedingungen, die die Eindeutigkeit herstellen, *ganz unabhängig von irgendwelchen Spalten*.

In eine Uneindeutigkeit gerät man, wenn man FEYNMANS Zitat im letzten Rundbrief folgt: die sich während des Pfadintegrationsprozesses ausbreitenden Elementar- ψ -Wellen haben jeweils in der Umgebung der Kurven $\pi(x, -1/2)$ und

$\pi(x, -3/2)$ nur noch Phasenvariationen zweiter Ordnung, sie interferieren konstruktiv — das makroskopische Teilchen müßte beide Wege nehmen, ohne Beeinflussung durch die Spalte oder irgendwelches Nachjustieren. Ein wenig scheint mir dabei die Unmöglichkeit, die Quantensituation “maßstabsgerecht” auf ein makroskopisches Problem zu vergrößern Ausdruck der grundsätzlichen Unmöglichkeit, die Strukturen von Quanten- und klassischer Mechanik aufeinander abzubilden. Das zeitabhängige Randwertproblem und das Anfangswertproblem sind nicht einfach kongruent.

Interferenz am Schirm

Die quantenmechanische Behandlung unseres Problem es ist offenbar nicht Gegenstand der mir greifbaren Lehrbücher und ich war auf die Schnelle nicht in der Lage, diese aus dem Ärmel zu schütteln. Ich will Ihnen aber eine *semiklassische* Abschätzung geben, ob es ein Interferenzmuster durch Projektile der Masse m auf einem Schirm hinter einem senkrechten Doppelspalt geben kann.

Das Argument ist einfach: Abschlußort und -impuls sind unscharf gemäß $\Delta x \Delta p_x \geq h$ (respektive y ; wegen dieser Beziehung ist m nicht mehr einfach gleich 1!). Wir betrachten unscharfe Anfangsbedingungen $\tilde{x}(t_1) = x_1 + \Delta x$ und $\tilde{v}_x = v_x + h/m\Delta x$. Mit der Zeitentwicklung verändert sich das gemäß

$$\tilde{x}(t) = (v_x + \frac{h}{m\Delta x})t + x_1 + \Delta x \quad (14)$$

$$\tilde{y}(t) = -\frac{g}{2}t^2 + (v_y + \frac{h}{m\Delta y})t + y_1 + \Delta y \quad (15)$$

Die Unschärfen $\Delta x(t) = \tilde{x}(t) - x(t)$ bzw. $\Delta y(t)$ sind ein Maß für das “Ausschmieren” der Interferenzstrukturen (es darf nicht zuviel Nachweiswahrscheinlichkeit in den Dunkelbereichen des Musters geben); es ergibt sich

$$\Delta x(t) = \frac{h}{m\Delta x}t + \Delta x \quad (16)$$

$$\Delta y(t) = \frac{h}{m\Delta y}t + \Delta y . \quad (17)$$

Schätzen wir die Größe $h t/m\Delta y$, die das Interferenzmuster durch zunehmend “diffuse Beleuchtung” zu verwischen droht, ab: im Interferenzaufbau sei d der Spaltabstand, l der Abstand Spalt-Schirm, b der Abstand der ersten Maximums von der optischen Achse. Die Wellenlänge liefert uns die DE BROGLIE-Beziehung $\lambda = h/p$. Es gilt dann für das erste Maximum $\lambda : d = b : l$. Außerdem gilt

$p = \sqrt{p_x^2 + p_y^2} \geq p_x$ und $t = l/v_x = lm/p_x$. Wir haben dann

$$\frac{h}{m\Delta y} t = \frac{h}{m\Delta y} \cdot \frac{ml}{p_x} = \frac{h}{\Delta y p_x} \cdot \frac{bd}{\lambda} = \frac{h}{\Delta y p_x} \cdot \frac{bd p}{h} \geq \frac{h}{\Delta y p_x} \cdot \frac{bd p_x}{h} = \frac{bd}{\Delta y} . \quad (18)$$

Nun wird man $b \approx \Delta y$ als Minimalabstand des Maximums von der optischen Achse (und damit l bzw. t ebenfalls als minimal/optimal) ansehen können. Wir erhalten damit den Spaltabstand d als untere Schranke für die Unschärfe der Anfangsverteilung auf dem Schirm.

Leider können wir für einen ausgedehnten Körper d nicht beliebig klein wählen. Der Spaltabstand sollte nicht signifikant kleiner sein als die Spaltbreite. Die Spaltbreite s können wir für das Projektil mithilfe der Dichte ρ abschätzen. Es sollte dann $\rho \cdot s^3 \approx m$ gelten bzw.

$$d \gtrsim s \approx \sqrt[3]{m/\rho} . \quad (19)$$

Mit anderen Worten wird die Unschärfe immer größer, je schwerer das Projektil wird und liegt dabei auf einer *makroskopischen Skala* (1cm für Masse 1g und Dichte von Wasser). Vergleicht man dies mit Werten von b für realistische Parameter, wird klar, wie schwierig das Unterfangen ist.

Die These, die ich Ihnen zur Begutachtung vorlegen möchte, ist also: für makroskopische Körper wird die Unschärferelation zur Klippe, an der Interferenz "mit sich selbst" scheitert. Zwar ist die Anfangsunschärfe unerheblich gegen die makroskopischen Abmessungen des Projektils, dessen DE-BROGLIE-Wellenlänge ist aber eben sehr klein, so daß sie über die nötige Laufstrecke l alles verschmiert. Beachten Sie, daß die ersten Aufbauten, mit denen man Interferenz von Atomen gezeigt hat (z.B. MLYNEK in Konstanz Anfang der 90er Jahre) tatsächlich viel von "unseren Kanonen" hatten; durch Überschall-expansion präparierten die Leute Gasstrahlen mit ziemlich scharfer Geschwindigkeitsverteilung. Ich bin mir aber über den Selbst-strick-Charakter dieser Betrachtung, die nach gusto quantenmechanische und klassische Betrachtungen vermischt, sehr wohl im klaren. Vielleicht kann ich in der nächsten Ausgabe eine voll-quantenmechanische Behandlung anbieten.

Noch eine Bemerkung zum Wert des Wirkungsquantums: welche Vorstellungen stehen hinter FEYNMANS Ansatz? Die merkwürdige Quantenwelt scheint bei ihm so zu funktionieren: es gibt einen versteckten, aber realen Propagationsprozeß, in dem die Wellen-Teilchen erstmal alle Wege ausprobieren. Dann wird superponiert und das Resultat zum Betragsquadrat erhoben. Das wäre dann irgendwie die Realität, oder zumindest das, was in der Realität stattfindet. Mir scheint dabei, daß sich aber das Konzept "Weg" und das Konzept "Quantenfeld/Wahrscheinlichkeitsverteilung" ausschliessen. Solange ich von Wegen spreche, nehme

ich den Propagationsprozeß ernst und bediene meine heimliche Sehnsucht nach konkret-körperhaften Vorstellungen (ebenso, wenn ich von Teilchen oder Wellen rede!). Weiterführend scheint mir dennoch das Konzept der “mechanischen Weglänge”. Die Verhältnisse so zu denken heißt, statt Transportvorgängen ein Beziehungsgeflecht im Raum zu etablieren. Eine solche Sichtweise vermeidet auch pauschale Argumente über Interferenz und ist nicht an stetige Materialisierungen gebunden. In der obigen Diskussion über die semiklassische Interferenz spielt die Größe von h wieder nur die Rolle eines (viel zu kleinen) Maßstabes, der aber das Muster dieses Geflechtes bestimmt. Es gibt dabei wohl keinen expliziten Grenzübergang $h \rightarrow 0$ — wenn mir eine quantenmechanische Diskussion gelingt, wird das vielleicht noch näher untersucht werden können. Zur Reduktion des Wellenpaketes werde ich in jedem Fall ein spannendes Beispiel – den Quanten-Zeno-Effekt – referieren.

Hundert Jahre Wirkungsquantum

FRIEDRICH WILHELM DUSTMANN

Im Herbst des Jahres 1900 vollzog sich innerhalb eines Zeitraumes von knapp 3 Monaten die „Geburt“ der Quantentheorie bzw. des Wirkungsquantums. Nach nunmehr genau 100 Jahren ist die Zeit gekommen sich diesen Vorgang noch einmal ins Bewusstsein zu rufen und etwas genauer nachzuvollziehen, wie Planck zur Entdeckung des Wirkungsquantums gelangte und welche experimentellen und theoretischen Voraussetzungen zu dieser Zeit vorlagen.

Am 27. April 1900 hielt Lord Kelvin in London einen Vortrag mit dem Titel „Nineteenth Century Clouds over the Dynamical Theory of Heat and Light“, in dem er auf zwei ungelöste Probleme der klassischen Physik hinwies: die Relativbewegung des Äthers in Bezug zur ponderablen Materie und das Versagen der Maxwell-Boltzmann’schen Theorie bei der Deutung der experimentellen Ergebnisse über die spezifische Wärme der Stoffe. Beide angesprochenen Probleme wurden von Einstein in den Jahren 1905/06 in den Arbeiten zur Relativitätstheorie bzw. zur spezifischen Wärme im Wesentlichen gelöst. Für das zweite Problem brachte allerdings bereits das Jahr 1900 durch die Entdeckung des Wirkungsquantums durch Max Planck die entscheidenden Voraussetzungen. Einstein hat sich in der Arbeit aus dem Jahre 1906 auch ausdrücklich auf diese Vorarbeit berufen, obwohl er ansonsten eine eher kritische Haltung ihr gegenüber einnahm.

Die Strahlungsgesetze

Die Vorgeschichte beginnt im Jahre 1859/60 mit den Veröffentlichungen Kirchhoffs zur thermischen Strahlung. Kirchhoff fand heraus, dass das Verhältnis von Emissions- zu Absorptionsvermögen bei einem thermischen Strahler nur von der Wellenlänge und der Temperatur abhängt. Dieses Verhältnis bezeichnen wir als *Kirchhoff'sche Funktion* $\Phi(\lambda, T)$. In diesem Zusammenhang prägte Kirchhoff den Begriff des „vollständig schwarzen Körpers“, der alle Strahlung absorbiert und nichts reflektiert, bei dem also das Emissionsvermögen gleich Φ ist.

In der Folgezeit wurde immer wieder versucht die Kirchhoff'sche Funktion empirisch genau zu bestimmen. Die ersten zuverlässigen Ergebnisse erarbeitete Friedrich Paschen in den Jahren 1892 - 96 an der Technischen Hochschule Hannover. Er veröffentlichte 1896 eine empirisch ermittelte Formel

$$\Phi(\lambda, T) = \frac{c_1}{\lambda^\alpha} \exp\left(-\frac{c_2}{\lambda T}\right) \quad (20)$$

Darin war $\alpha \approx 5,5$ und c_1 und c_2 waren geeignet gewählte empirische Parameter. Kurz vorher war Willi Wien an der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt in Berlin durch eine theoretische Begründung zu praktisch der gleichen Formel mit $\alpha = 5$ gelangt. Allerdings musste er in seine Herleitung einige Hypothesen aufnehmen, die manchen Physikern zweifelhaft erschienen. Lummer und Wien führten in Berlin eigene Messungen durch, die später, als Wien 1896 eine Professur an der Technischen Hochschule in Aachen übernahm, von Lummer und Pringsheim weitergeführt wurden. Die Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment schien recht groß zu sein, wie die nachfolgende Graphik aus dem Jahre 1899 zeigt. Bei großen Wellenlängen zeigte sich allerdings eine geringfügige Abweichung, die auf einen systematischen Fehler hinwies.

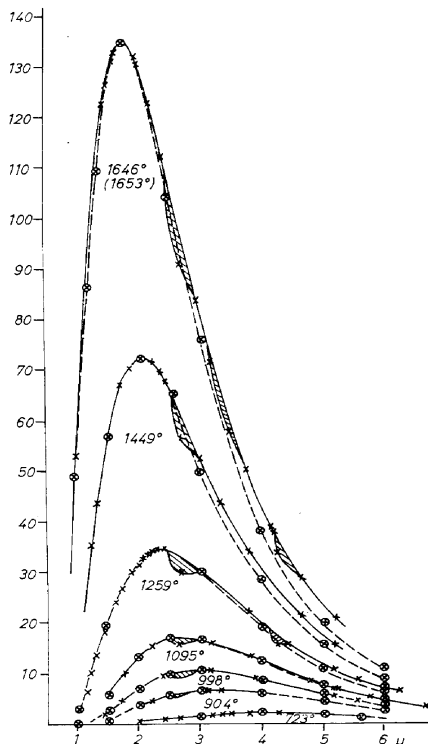


Abb. 1
 Vergleich der experimentellen Daten von Lummer und Pringsheim (einfache Kreuze und durchgezogene Kurven) mit der Wien'schen Formel (Kreuze in Kreisen und gestrichelte Kurven). Die schraffierten Flächen zeigen die Absorption durch Wasserdampf und Kohlendioxid der Luft an.

Paschen behauptete zunächst, dass er eine solche Abweichung nicht gefunden habe. In der Folgezeit gelang es mit neuen Methoden weiter in den Infrarotbereich vorzudringen. Dabei wurde vor allem die sogenannte Reststrahlenmethode von Heinrich Rubens verwendet, der damals Professor an der Technischen Hochschule Berlin war. Im Herbst des Jahres 1900 konnten Rubens und Kurlbaum die Kirchhoff'sche Funktion bis zu einer Wellenlänge von $51,2 \mu$ vermessen und stellten jetzt deutliche Abweichungen vom Wien'schen Strahlungsgesetz fest.

Max Planck war zunächst von der Richtigkeit der Wien'schen Strahlungsformel überzeugt, mochte aber nicht die Begründung, die Wien gegeben hatte. Deshalb versuchte er eine eigene Herleitung zu finden. Diese war Teil eines größeren Forschungsprojekts, in dem es darum ging irreversible Prozesse im Bereich der elektromagnetischen Strahlung theoretisch zu beschreiben und insbesondere den Begriff der Entropie auf die Strahlung auszudehnen. Planck war kein Anhänger der statistischen Physik von Boltzmann und versuchte deshalb auf anderen Wegen die Entropie in die Maxwell'sche Theorie einzubinden, indem er gewisse Zusatzannahmen über das Verhalten der sogenannten *natürlichen Strahlung* machte. Da die Strahlung des schwarzen Körpers offenbar unabhängig vom Stoff ist, beschrieb er die Wände des Hohlraumes kurzerhand durch eine Ansammlung von harmonischen Oszillatoren. Tatsächlich gelang es ihm auf diesem Wege eine Formel für die Entropie der Strahlung und das Wien'sche Strahlungsgesetz abzuleiten. Er stellte seine Ergebnisse in einer umfangreichen Zusammenfassung im Herbst des

Jahres 1899 dar und schickte diese an die *Annalen der Physik*, wo sie am 16.1.1900 erschien. Das Problem der empirischen Abweichungen vom Wien'schen Gesetz war zu dieser Zeit noch nicht geklärt.

Am Sonntag, dem 7. Oktober 1900, besuchten Rubens und seine Frau die Familie Planck. Bei dieser Gelegenheit kam Rubens auf die neuen Versuchsergebnisse zu sprechen und teilte Planck mit, dass im Infraroten das Wien'sche Gesetz keinesfalls richtig sei. Es sah ganz so aus, als ob in diesem Bereich das im gleichen Jahr von Lord Rayleigh veröffentlichte Gesetz (Juni 1900) gelten würde, das aber wiederum für kurze Wellenlänge völlig falsche Werte lieferte. Planck setzte sich umgehend nach diesem Besuch hin und überdachte die Konsequenzen dieser Mitteilung. Bei seiner Herleitung des Wien'schen Gesetzes hatte Planck als Zwischenergebnis für die Entropie im Gleichgewichtszustand die Formel

$$\frac{d^2 S}{dU^2} = -\frac{\text{const.}}{U} \quad (21)$$

gefunden, worin U die Energie des Oszillators ist. Das Rayleigh'sche Strahlungsgesetz erforderte an dieser Stelle aber eine andere Gesetzmäßigkeit, nämlich die Formel:

$$\frac{d^2 S}{dU^2} = -\frac{\text{const.}}{U^2} \quad (22)$$

Nach einigem Probieren kam Planck auf die Idee, dass es eine einfache Vermittlung zwischen beiden Formeln gab, nämlich

$$\frac{d^2 S}{dU^2} = -\frac{\alpha}{U(\beta + U)} \quad (23)$$

Darin mussten α und β von der Wellenlänge abhängen. Aus diesem Ansatz konnte er für die Kirchhoff'sche Funktion die Formel

$$\Phi(\lambda, T) = \frac{c_1}{\lambda^5 \cdot [\exp(\frac{c_2}{\lambda T}) - 1]} \quad (24)$$

ableiten. Dies teilte er noch am gleichen Abend Rubens auf einer Postkarte mit. Wenige Tage später erschien Rubens wieder bei Planck und teilte ihm mit, dass dieses neue Gesetz exakt zu den Messdaten passe. Am 19. Oktober stellte Kurlbaum die experimentellen Ergebnisse bei einem Treffen der DPG in Berlin im Beisein von Planck vor, wobei Planck in der anschließenden Diskussion auch sein neues Strahlungsgesetz als Verbesserung des Wien'schen Gesetzes mitteilte, für das es zu diesem Zeitpunkt natürlich noch keine Begründung gab.

Die Suche nach einer Begründung

Planck war offenbar von Anfang an von der Richtigkeit des neuen Gesetzes überzeugt. Damit war auch klar, dass seine frühere Herleitung des Wien'schen Gesetzes auf falschen Annahmen beruhte, die verworfen werden mussten. Da er keine Möglichkeit sah mit den bisherigen Methoden eine Herleitung für das neue Strahlungsgesetz zu finden, wandte er sich der bis dahin so ungeliebten statistischen Methode von Boltzmann zu. Er hoffte dort einen Ausdruck für die Entropie zu finden, der dem aus Formel (23) durch zweifache Integration abgeleiteten ähnelte:

$$S = -\alpha \left[\left(\frac{U}{h\nu} + 1 \right) \ln \left(\frac{U}{h\nu} + 1 \right) - \frac{U}{h\nu} \ln \frac{U}{h\nu} \right]. \quad (25)$$

In dieser Formel ist $h = \beta/\nu$ und hat die Dimension einer Wirkung. Tatsächlich fand er bald einen fast identischen Ausdruck:

$$\ln J = n \left[\left(\frac{l}{n} + 1 \right) \ln \left(\frac{l}{n} + 1 \right) - \frac{l}{n} \ln \frac{l}{n} \right]. \quad (26)$$

Darin ist J die Gesamtzahl der Möglichkeiten l diskrete, gleiche Energieportionen ϵ auf n Moleküle zu verteilen. Es liegt auf der Hand, dass man lediglich l/n durch $U/h\nu$ ersetzen muss, um von der einen Formel zur anderen zu gelangen. Ist U die mittlere Energie eines einzelnen Resonators, bekommt man so für die Gesamtenergie den Wert

$$E = nU = l\epsilon \quad \text{mit} \quad \epsilon = h\nu \quad (27)$$

Aus diesem Sachverhalt schloss Planck, dass bei der Emission und Absorption der Strahlung diskrete Energiequanten der Größe $\epsilon = h\nu$ eine entscheidende Rolle spielten. Der Rest war dann nur noch Feinarbeit. Etwa Mitte November war Planck im Besitz der vollständigen Herleitung, die er aber erst am 14. Dezember bei einem Treffen der DPG in Berlin mitteilte. Dieser Tag gilt als der eigentliche Geburtstag der Quantenphysik bzw. des Wirkungsquantums. Der entscheidende Punkt ist die Feststellung, dass eine Aufteilung der Gesamtenergie in beliebig kleine Portionen auf unendlich viele verschiedene Weisen möglich ist. Erst die Einteilung in diskrete, gleiche Energieportionen ermöglichte die Anwendung der Formel von Boltzmann, die schließlich zur Herleitung des richtigen Strahlungsgesetzes führte. Bemerkenswert ist ferner, dass die Hypothesen, die in diese Ableitung eingehen, Annahmen über die Materie der Wände des Hohlraums sind und keine Annahmen über das Lichtfeld selbst. Dies ist in der bekannteren, später von Einstein gelieferten Herleitung des Strahlungsgesetzes anders. Einstein wurde durch diese Betrachtungsweise (und durch ähnliche Überlegungen

zum Photoeffekt) der Wegbereiter des Photonenkonzepts, das in den frühen Arbeiten von Planck noch gar nicht zu erkennen ist. Andererseits konnten diese Betrachtungen, gerade weil sie keinen Bezug zum Lichtfeld enthielten, später von Einstein und Debye für eine neue Theorie der spezifischen Wärme herangezogen werden.

Natürlich war diese Herleitung zunächst nicht unumstritten. Wien war inzwischen der Meinung, dass es keine einheitliche Formel geben könne, da die Wände des Hohlraumes im Infrarotbereich wie ein Kontinuum erscheinen müssten, also bei der Ausstrahlung kein Bezug zur atomaren oder molekularen Struktur der Wände gegeben sei, während dies im sichtbaren Bereich und im UV-Bereich sehr wohl der Fall sei. Einstein hielt das Ergebnis wohl für richtig, sah aber noch beträchtliche methodische Mängel bei der Herleitung, konnte aber damals noch keine bessere Lösung anbieten. Planck selbst dürfte es ähnlich gesehen haben, da er noch mehrere Jahre lang nach anderen Lösungen suchte, aber keine fand. Insgesamt kann festgestellt werden, dass die Existenz von Energiequanten $\epsilon = h\nu$ in diesem Zusammenhang keineswegs auf der Hand lag, sondern sich lediglich als Denkmöglichkeit aus einer langen Reihe von Hypothesen und komplexen Rechnungen ergab. Diese Quantenhypothese hat sich aber in den folgenden Jahren auf's Glänzendste bestätigt, da mit ihrer Hilfe die theoretische Bearbeitung des Photoeffekts (Einstein, 1905) und der spezifischen Wärme (Einstein, 1906; Debye, 1912) gelang. Deshalb hat sie sich schließlich trotz aller Bedenken durchgesetzt.

Diese Theorie ist ein typisches Beispiel für die Vorgehensweise in der modernen Physik: Um einen empirischen Befund (das thermische Spektrum) zu erklären, werden einige Hypothesen gemacht, die es in einem bestimmten theoretischen Rahmen (dem der statistischen Physik) ermöglichen eine zutreffende Formel für den empirischen Befund herzuleiten. Die Hypothesen sind zwar hinreichend für die „Erklärung“ der Phänomene, aber die Frage, ob sie auch notwendig sind, wird gar nicht diskutiert. Man muss allerdings zugeben, dass eine rein phänomenologische Theorie des thermischen Spektrums zu dieser Zeit wohl kaum möglich gewesen wäre und auch heute noch aussteht.

Literaturhinweise

1. **Mehra, Jagdish; Rechenberg, Helmut:** *The Historical Development of Quantum Theory*, vol. 1.1, Springer-Verlag, New York (u.a.), 1982.
2. **Trigg, George L.:** *Experimente der modernen Physik*, Akademie-Verlag, Berlin, 1984.
3. **Planck, Max:** „Zur Theorie des Gesetzes der Energieverteilung im Nor-

malspektrum“, *Verh. d. Deutschen Phys. Ges. (2)* **2**, 237 - 245.

4. **Einstein, Albert:** „Über einen die Erzeugung und Verwandlung des Lichts betreffenden heuristischen Gesichtspunkt“, *Ann. d. Phys. (4)*, **17**, 132 - 148.
5. **Einstein, Albert:** „Die Plancksche Theorie der Strahlung und die Theorie der spezifischen Wärme“, *Ann. d. Phys. (4)* **22**, 180 - 190.
6. **Debye, Peter:** „Zur Theorie der spezifischen Wärmen“, *Ann. d. Phys. (4)* **39**, 789 -839.

Eine sinnige Geschichte

GEFUNDEN VON FRIEDRICH HARTMANN

So und nicht anders denkt man.

Sir Ernest Rutherford, Präsident der Royal Academy und Nobelpreisträger in Physik, erzählte folgende Geschichte:

Vor einiger Zeit rief mich ein Kollege an. Er wollte einem Studenten null Punkte für seine Antwort auf eine Frage in Physik geben, während der Student volle Punktzahl forderte. Der Dozent und der Student einigten sich auf einen unabhängigen Schiedsrichter und ich wurde gewählt. Ich las die gestellte Frage:

“Erläutern Sie, wie man mit Hilfe eines Barometers die Höhe eines hohen Gebäudes bestimmen kann.”

Der Student hatte geantwortet: “Man nimmt das Barometer oben auf das Gebäude, bindet eine lange Schnur daran, lässt es auf die Strasse herunter, zieht es wieder herauf und misst dabei die Länge der Schnur. Die Länge der Schnur ist die Höhe des Gebäudes.” Der Student hatte tatsächlich gute Gründe für volle Punktzahl, hatte er doch die Frage vollständig und richtig beantwortet. Auf der anderen Seite konnte volle Punktzahl zu einer guten Note in seinem Physikkurs führen und ihm Kenntnisse in Physik bescheinigen, die aus dieser Antwort nicht zu entnehmen waren.

Ich schlug vor, der Student sollte es nocheinmal versuchen. Ich gab ihm sechs Minuten zur Beantwortung der Frage und warnte ihn, dass die Antwort physikalische Kenntnisse zeigen müsse. Nach fünf Minuten hatte er noch nichts geschrieben.

Ich fragte ihn, ob er aufgeben wolle, aber er sagte, er hätte viele Antworten auf diese Frage und überlege, welche die beste sei.

Ich entschuldigte mich für die Unterbrechung und bat ihn, weiterzumachen. In der nächsten Minute schrieb er eilig seine Antwort aufs Papier. Sie lautete: "Man nimmt das Barometer oben auf das Gebäude und lehnt sich über den Rand des Daches. Man lässt das Barometer fallen und misst die Fallzeit mit einer Stoppuhr. Dann berechnet man mit der Formel $x = 0.5 * g * t^2$ die Höhe des Gebäudes."

An dieser Stelle fragte ich meinen Kollegen, ob er aufgeben wolle. Er war einverstanden und gab dem Studenten fast die volle Punktzahl. Als wir aus dem Büro meines Kollegen gingen erinnerte ich mich, dass der Student gesagt hatte, er hätte noch andere Antworten. Daher fragte ich ihn, welche.

"Nun," sagte der Student, "man kann die Höhe eines Gebäudes auf vielerlei Weise mit einem Barometer bestimmen. Zum Beispiel könnte man das Barometer an einem sonnigen Tag nach draussen nehmen und die Höhe des Barometers, die Länge seines Schattens und die Länge des Schattens des Gebäudes messen, und dann mittels einfacher Proportion die Höhe des Gebäudes bestimmen."

"Schön", sagte ich, "und andere?"

"Ja", sagte der Student, "es gibt ein sehr elementares Verfahren, das Ihnen gefallen wird. Bei diesem Verfahren nimmt man das Barometer und fängt an, die Treppen hochzusteigen. Beim Hochsteigen trägt man die Länge des Barometers an der Wand ab. Dann zählt man die Markierungen und erhält die Gebäudehöhe in Barometer-Einheiten. Ein sehr direktes Verfahren.

Natürlich, wenn Sie ein raffiniertes Verfahren wollen, können Sie das Barometer an eine Schnur binden, es als Pendel schwingen lassen und den Wert von g (der Erdbeschleunigung) auf Strassenniveau und an der Gebäudespitze bestimmen. Aus der Differenz beider Werte kann prinzipiell die Höhe des Gebäudes bestimmt werden.

Auf derselben Schiene könnte man das Barometer oben auf das Gebäude nehmen, eine lange Schnur daran binden, es bis knapp über die Strasse herunter und als Pendel schwingen lassen. Die Gebäudehöhe könnte aus der Schwingungsdauer berechnet werden.

Schliesslich", endete er, "gibt es viele weitere Möglichkeiten, das Problem zu lösen. Die beste ist vermutlich, das Barometer in den Eingang zu nehmen und an der Tür des Hausverwalters zu klopfen. Wenn der Hausverwalter kommt, spricht man ihn wie folgt an: ' Herr Hausverwalter, hier ist ein schönes Barometer. Wenn

Sie mir sagen, wie hoch dieses Gebäude ist, gebe ich Ihnen das Barometer.’ ”

An dieser Stelle fragte ich den Studenten, ob er die übliche Antwort denn nicht wisse. Er gab zu, dass er sie kannte, aber von Dozenten die Nase gestrichen voll habe die versuchen würden, ihm beizubringen, wie er zu denken habe.

Wer war's?

Unterricht und Propaganda

GEDANKEN VON FRIEDRICH HARTMANN

Unter diesem Titel erschien in Physics Today, Juni 2000, ein Artikel von MANO SINGHAM, der zur vollständigen Lektüre empfohlen werden kann, da er grundsätzliche Fragen zum Umgang mit etablierten Wissenschaftsmeinungen klar und engagiert darstellt.

Inhaltlich geht es um Relativitätstheorie, QM, Big Bang. Methodisch beunruhigt den Autor die Beobachtung, dass “so viele der Studenten die Theorien zu glauben scheinen” ... “Ich fragte mich, warum sie glaubten, was ich sie unterrichtete. Denn einerseits wissen wir aus der wissenschaftlichen Untersuchung der Physikausbildung, dass alltägliche Phänomene und Erfahrungen bewirken, dass die Studenten meinen, jede Bewegung erfordere Kraft. Solche Vorurteile machen es schwer, ihnen selbst Newtonsche Mechanik zu verkaufen. Darüberhinaus sind die Ideen der Relativitätstheorie und der Quantenmechanik so gründlich im Widerspruch zur täglichen Erfahrung dass ich erwarten würde, die Studenten weisen sie beim ersten Hören auf der Stelle zurück. ... Ich kam schliesslich zu dem Ergebnis, dass mir die meisten Studenten glauben, weil sie mir vertrauen. ... Ich benutze dieses Vertrauen, um sie tatsächlich einer Gehirnwäsche zu unterwerfen. ... ”

Neu ist das Problem nicht - s. o.

Was könnte dagegen getan werden? und - gibts so etwas in Kreisen, die Zeitgenossen “unsere” nennen, tatsächlich nicht??

| | | |
|-----------------------------------|--|----------------------------------|
| Dr. David Auerbach | Physiologisches Institut Harrachgasse 21/V A-8010 Graz | david.auerbach@kfunigraz.ac.at |
| Karl Heinz Denzlinger | Lochmattenstr. 1 79102 Freiburg | |
| Oliver Conradt | Benedikt-Hugi-Weg 11 CH-4143 Dornach | |
| Friedrich-Wilhelm Dustmann | Ypernstr. 154 57072 Siegen | DustmannFW@aol.com |
| Johannes Grebe | Pfalzburger Str. 83, HH 10719 Berlin | |
| Friedrich Hartmann | Riensbergerstr. 93 28359 Bremen | Zugang3@aol.com |
| Michael Jacobi | Königsbergerstr. 27 79650 Schopfheim | |
| Johannes Kühl | Dorneckstr. 47 CH-4143 Dornach | johannes.kuehl@goetheanum.ch |
| Prof. Dr. Ludolf von Mackensen | Hugo-Preuß-Str. 3 34131 Kassel | |
| Dr. Georg Maier | Quidumweg 18 CH-4143 Dornach | g.maier@goetheanum.ch |
| Prof. Dr. Ernst- August Müller | Schlesierring 44 37085 Göttingen | |
| Heinz-Christian Ohlendorf | Christbuchenstr. 143 34130 Kassel | |
| Alec A. Schaerer | Gempenstr. 10 CH-4053 Basel | sascha@magnet.ch |
| Tobias Schaumann | Konrad-Adenauer-Str. 13 34317 Habichtswald-Ehlen | schaumann.tobias@01019freenet.de |
| Klaus Schimpf | Mühlenstr. 10 07745 Jena | Klaus.Schimpf@t-online.de |
| Dr. Thomas Schmidt | Zum Upholz 1 33739 Bielefeld | |
| Peter Schwab | Schildbusch 20 34369 Hombressen | |
| Wilfried Sommer | Walter-Leiske-Str. 46 60320 Frankfurt | dwsommer@aol.com |
| Dr. Jörg Stremper | 162 Lincoln Oaks Dr No. 1205 USA-Willowbroke IL 60514 | stremper@anl.gov |
| Dr. Florian Theilmann | Zürcherstr. 4 CH-4143 Dornach | florian.theilmann@gmx.net |
| Jürgen Vogt | Brasselsbergstr. 42 34132 Kassel | Juergen_Vogt@gmx.de |
| Peter Wenger | Blütenhang 10 78333 Stockach | wenger@wenger-lehrmittel.de |