

# Einführung in die Quantenphysik

Ein Unterrichtsvorschlag für die  
Grund- und Leistungsstufe

Autoren: Alfred Berg  
Helmut Fischler  
Michael Lichtfeldt  
Manfred Nitzsche  
Bernd Richter  
Fritz Walther

# Inhaltsverzeichnis

<b>Vorwort.....</b>	<b>1</b>
<b>Quantenphysik in der Schule</b>	
Anmerkungen zur didaktischen Konzeption.....	2
Kritik traditioneller Zugänge .....	2
Ansätze didaktischer Alternativen .....	4
Anschaulichkeit und Quantenphysik.....	5
Die Überwindung des Welle-Teilchen-Dualismus .....	6
Unschärferelation und Ensemble-Deutung .....	7
Energiequantelung .....	8
Zur Evaluation des Konzepts .....	9
<b>Stoffliche Voraussetzungen zur Atomphysik.....</b>	<b>12</b>
<b>1. Unterrichtsabschnitt</b>	
<b>Elektronenbeugung .....</b>	<b>14</b>
<b>2. Unterrichtsabschnitt</b>	
<b>Doppelspaltversuch mit Elektronen .....</b>	<b>16</b>
2.1. Einführung.....	16
2.2. Das Doppelspaltexperiment.....	16
2.3. Auswertung des Interferenzbildes .....	19
2.4. Zusammenfassende Darstellung der Erkenntnisse über Elektronen .....	24
<b>3. Unterrichtsabschnitt</b>	
<b>Die Heisenbergsche Unschärferelation .....</b>	<b>26</b>
3.1. Die HEISENBERGSche Unschärferelation im Unterricht - Warum? .....	26
3.2. Die Formulierung der HEISENBERGSchen Unschärferelation .....	26
3.3. Hinführung zur HEISENBERGSchen Unschärferelation.....	30
3.4. Die HEISENBERGSche Unschärferelation.....	32
3.5. Beispiele und Anwendungen der HEISENBERGSchen Unschärferelation .....	33

<b>4. Unterrichtsabschnitt</b>	
<b>Energiequantelung im Atom</b> .....	37
4.1. Einführung des Potentialtopfs.....	37
4.2. Die Elektronenverteilung im eindimensionalen Potentialtopf.....	37
4.3. Die Energie von Elektronen im eindimensionalen Potentialtopf.....	39
4.4. Vergleich mit der klassischen Physik.....	40
4.5. Der räumliche Potentialtopf.....	41
4.6. Das Atommodell der Quantenphysik .....	42
4.7. Energiezustände des Wasserstoffatoms.....	43
<b>5. Unterrichtsabschnitt</b>	
<b>Franck-Hertz-Versuch und Spektraluntersuchungen</b> .....	47
5.1. Kenntnisse aus dem Abschnitt 4.....	47
5.2. FRANCK-HERTZ-Versuch als Bestätigung für die Energiequantelung.....	47
5.3. Termschema, Emissionsspektren .....	50
5.4. Absorption, Ionisierung.....	51
<b>6. Unterrichtsabschnitt</b>	
<b>Photonen</b> .....	52
6.1. Kenntnisse aus den Abschnitten 2 und 5.....	53
6.2. Äußerer Photoeffekt.....	53
6.3. Das TAYLOR-Experiment.....	54
6.4. COMPTON-Effekt.....	57
<b>7. Unterrichtsabschnitt</b>	
<b>Deutungsprobleme</b> .....	58
<b>Gedanken zur Anpassung des Konzepts an die Situation im Grundkurs</b> .....	63

## **Vorwort**

Mit den vorliegenden Materialien wollen die Autoren Anregungen zur Gestaltung eines Teils des Physikunterrichts in der gymnasialen Oberstufe geben: Die didaktische Konzeption dieser Unterrichtshilfen zum Thema „Einführung in die Quantenphysik“ versucht, die neuartigen Erkenntnisse der Quantenphysik stärker, als es üblicherweise in Lehrplänen und Schulbüchern geschieht, in den Vordergrund zu stellen und auf fragwürdige Bezüge zur klassischen Physik weitgehend zu verzichten.

Die Materialien machen die Vorbereitung des Lehrers nicht überflüssig, im Gegenteil: angesichts der Tatsache, daß trotz vieler vorbereitender Hilfen, die zur Verfügung standen, schließlich doch didaktisches Neuland betreten wurde, ist die kritisch-begleitende Mitarbeit des Lehrers unabdingbar. Auch im experimentellen Bereich konnten vielfach nur Hinweise auf mögliche Lehrer-Initiativen gegeben werden, hier muß im Einzelfall der abgesteckte Rahmen noch ausgefüllt werden.

Die Texte entstanden im Rahmen mehrerer Fortbildungsveranstaltungen zum Thema „Quantenphysik in der Schule“, die vom Arbeitsbereich Fachdidaktik Physik an der Freien Universität Berlin initiiert wurden. Alle Teilnehmer sahen in den Veranstaltungen eine gelungene Kooperation zwischen Schule und Hochschule.

## **Quantenphysik in der Schule:**

### **Anmerkungen zur didaktischen Konzeption<sup>1</sup>**

Der Stand der didaktischen Diskussion über die Quantenphysik in der Schule wird vielfach als unbefriedigend empfunden. Die genauere Analyse der Literatur zeigt zwar, daß in den letzten fünfzehn Jahren erhebliche Anstrengungen unternommen wurden, die Grundgedanken der Quantenphysik didaktisch aufzubereiten: In den fachdidaktischen Beiträgen wurden interessante Perspektiven eröffnet, und in einigen Schulbüchern haben weitreichende Veränderungen stattgefunden. Dennoch kann man nicht sagen, daß sich die Unterrichtspraxis entscheidend geändert hat, denn vor allem die Lehrplankonzeptionen haben sich in dem betrachteten Zeitraum kaum verändert.

In diesem einleitenden Text werden zunächst die wichtigsten Punkte der in der Literatur vorgebrachten Kritik an traditionellen Konzeptionen beschrieben. Ihnen schließt sich die Wiedergabe einiger alternativer Ansätze an. In einem Abschnitt zum Problem der Anschaulichkeit wird erörtert, welche Rolle dieses didaktische Prinzip in der Diskussion um das Unterrichtsthema Quantenphysik in der vergangenen Zeit spielte und in welcher Beziehung es zu lernpsychologischen Kriterien steht. Schließlich werden die das vorliegende didaktische Konzept tragenden Grundentscheidungen näher erläutert.

### **Kritik traditioneller Zugänge**

Im Mittelpunkt der kritischen Auseinandersetzung mit den vorherrschenden Konzeptionen zur Einführung in die Quantenphysik steht der Vorwurf, daß der Unterricht in seiner Orientierung an der historischen Entwicklung zu stark an Vorstellungen der klassischen Physik hängen bleibt. Die Rekonstruktion des Entwicklungsprozesses der Quantenmechanik bedeutet zugleich ein Nachzeichnen der Versuche, die neuen Phänomene mit den in der klassischen Physik entstandenen Denkstrukturen zu erklären. Mit der damit verbundenen Verwendung von mechanischen Modellen für das mikrophysikalische Geschehen wird aber unnötigerweise ein zusätzliches Hindernis für das angemessene Verständnis der Quantenphysik aufgebaut. Die bereits im Jahre 1974 geäußerte Kritik von BRACHNER und FICHTNER gilt vielleicht nicht mehr in der gewählten Schärfe, aber in jedem Falle in der angezielten Richtung immer noch: „Die Schulphysik beschreibt Inhalte moderner Theorien mit den hierfür unzureichenden Methoden und Begriffen der klassischen Physik. Damit trägt sie alle unnötigen Widersprüche und Schwierigkeiten in die Schule, mit denen selbst die hervorragendsten Physiker der halbklassischen Epoche der Physik (ca. 1900-1925) zu

---

1 Teile dieses Textes sind einem Aufsatz entnommen, der sich stärker mit der historischen Entwicklung der fachdidaktischen Diskussion befaßt, FISCHLER, H.: Quantenphysik in der Schule (I): Tendenzen der didaktischen Diskussion und Aufgaben der Fachdidaktik. In: *physica didactica* 16 (1989), S. 21-34.

kämpfen hatten, weil sie die Ursachen dieser Schwierigkeiten noch nicht voll aufgedeckt hatten“ (BRACHNER/FICHTNER 1974, S. 84).

Zwei Bereiche der in der Schule behandelten Quantenphysik werden besonders kritisch beleuchtet: Der Dualismus Welle - Teilchen und das BOHRsche Atommodell. Mit der Forderung nach der „Entmythologisierung des Dualismusproblems“ (KUHN 1976, S. 100; KUHN 1985a) wird die Überwindung einer Betrachtungsweise verlangt, in der die Gültigkeit der sich gegenseitig ausschließenden Modelle Welle und Teilchen für das Licht vom Experiment abhängig gemacht wird, dessen Ergebnisse erklärt werden sollen. In der Kritik lassen sich zwei Argumentationsstränge unterscheiden: Das zunehmende Interesse an Deutungsfragen der Quantenphysik als Themen für den Unterricht führte auch zu einer Analyse der in der Schulphysik vorhandenen Grundannahmen im Lichte der in der Wissenschaft Physik, oder besser: an ihrem Rande, geführten Diskussion über Interpretationen in der Quantenmechanik. Dabei gerieten generell die Kopenhagener Deutung und insbesondere die BOHRsche Version des Dualismus, das Komplementaritätsprinzip, in den Mittelpunkt kritischer Erörterungen (WIESNER 1979, KUHN 1985 b), wobei mit den Verweisen auf die statistische Interpretation von BORN und EINSTEIN und auf die Dualismus-Kritik von LANDÉ (beispielhaft aus der sehr umfangreichen Literatur: LANDÉ 1964, 1966, weitere Hinweise bei JAMMER 1966, S. 454) primär wissenschaftstheoretische Intentionen verfolgt wurden, die didaktische Verwendbarkeit aber bereits immer mitgedacht war. Der Bezug zum lernenden Schüler war dagegen noch stärker in solchen Beiträgen, in denen deutlich gemacht wurde, welche Verständnisleistungen man von den Schülern verlangt, wenn man ihnen das Nebeneinander klassischer Modelle zumutet (BADER 1977, SEXL 1978).

Während die Kritik an der Darstellung eines naiven Dualismus in der Schule weitgehend akzeptiert wird, ist die Reaktion auf Vorschläge zur Überwindung des BOHRschen Atommodells eher von einer Verteidigungshaltung bestimmt. Die immer wieder aufflammende Diskussion zielt allein auf mögliche Lernprobleme der Schüler, denn anders als beim Dualismus-Problem, das in seiner nicht-naiven Form durchaus als ein Aspekt des immer noch aktuellen Interpretationsproblems der Quantenmechanik angesehen werden kann (vgl. dazu STÖCKLER 1984), besteht seit über sechzig Jahren kein wissenschaftliches Interesse mehr an diesem Modell. Die Pro-Argumente stellen vor allem die Leistungsfähigkeit des Modells bei der Beschreibung des H-Atoms und seine Funktion zur Demonstration von Modelleigenschaften heraus (z. B. HÖFLING 1978).

Gegen die Verwendung des Modells werden insbesondere lernpsychologische Argumente herangezogen: Der ausführliche Bezug auf klassische Vorstellungen verzögere oder verhindere gar den notwendigen Abschied und führe dadurch in eine didaktische Sackgasse (SAUER 1978, SCHULDT 1986).

## Ansätze didaktischer Alternativen

BRACHNER/FICHTNER (1974) verbinden ihre Kritik mit einem Entwurf, der, in Anlehnung an FEYNMAN, die Doppelspalt-Interferenzversuche mit Elektronen und Licht als quantenphysikalische „Grunderfahrungen“ herausstellt, die der gewohnten Anschauung widersprechen (vgl. auch: BRACHNER/FICHTNER 1980). Der stochastische Aufbau der Interferenzbilder (gezeigt mit Filmen) macht deutlich, daß Vergleiche mit klassischen Wellen und klassischen Teilchen unzulässig sind. GABRIEL/GARBER (1981 a, 1981 b) beschreiben einen Unterrichtsgang, der sich ausschließlich auf Versuche mit Elektronen bezieht (Beugung und Interferenz am Kristall und Doppelspalt) und auf Photonen gänzlich verzichtet. Daß keine „Materiewellen“ vorliegen, könne durch einfache Überlegungen plausibel gemacht werden; im übrigen erforderten sie vom Schüler Vorstellungen, die weit außerhalb ihres Erfahrungsbereiches liegen.

Dualistische Betrachtungen sind daher gar nicht notwendig. SCHWANEBERG (1978, 1980) zum Beispiel entwickelt im Anschluß an den Doppelspaltversuch mit Elektronen mit der HEISENBERGSchen Unbestimmtheitsrelation ein „Orientierungselement“, dessen Verwendung bei der Beschreibung verschiedener Quantenphänomene zu widerspruchsfreien Erklärungen führt. SIMONSOHN (1980, 1981) konzentriert sich auf den Photoeffekt; sein Plädoyer für dessen semiklassische Behandlung (Quantisierung der Materie, Licht als Welle mit der Energie  $h \cdot f$ ) schließt – implizit – den Vorschlag ein, diesem Versuch die übliche Funktion als Einstieg in die Quantenphysik zu nehmen.

Die Abwendung vom historischen Weg ist wohl die gemeinsame Tendenz aller Versuche, Mißverständnisse in der Quantenphysik zu verhindern. Mit Hilfe der statistischen Deutung wird eine Überwindung des Dualismus auch in den Vorschlägen angedeutet, die – aus unterschiedlichen Gründen – das Photon weiterhin als Zugang zur Quantenphysik erhalten, aber durch vorsichtige Begriffsverwendung und sorgfältige Argumentation die Nähe zum klassischen Teilchen vermeiden möchten (BADER 1977, DANNER 1975, SAUER 1986).

Warum finden die stärker mit der didaktischen Tradition brechenden Konzeptionen nur eine so geringe Resonanz? Lehrpläne und Schulbücher können nicht jeder Alternative folgen, aber auch in der öffentlichen Diskussion (z. B. in den Zeitschriften) ist die Auseinandersetzung eher verhalten. Ein wesentlicher Grund für diese Zurückhaltung dürfte darin liegen, daß man über die Lernschwierigkeiten der Schüler in diesem Bereich zu wenig weiß. Systematische Erhebungen von Schülerkenntnissen haben gezeigt, daß Anspruch und Realität im Unterricht über Quantenmechanik weit auseinanderfallen (JUNG/WIESNER 1985, ENGELHARDT/WIESNER 1986). Über diese mehr allgemeinen Feststellungen hinaus gibt es nur wenige detailliertere Analysen, die aber noch kein vollständiges Bild ergeben (BAYER 1986, BETHGE 1988, BORMANN 1987, LICHTFELDT 1989). Zusammen mit den zahlreichen Untersuchungen über Schülervorstellungen zu Begriffen und Phänomenen der Sekundarstufe I decken sie aber auf, wo das Kernproblem liegt: Die

Stabilität der (anschaulichen) Alltagsvorstellungen macht auch (und erst recht) den Unterricht über Quantenphysik zu einer mühsamen Anstrengung, die durch ein unnötig langes Festhalten an Anschauungshilfen nur noch größer wird. Ein im Physikunterricht sonst erfolgreiches didaktisches Prinzip verkehrt sich hier in sein Gegenteil, wenn der unausweichliche „Anschauungskonflikt“ (HEEGE 1981) nicht frühzeitig ausgetragen wird.

### **Anschaulichkeit und Quantenphysik**

Der Konflikt zwischen der didaktisch begründeten Forderung nach Anschaulichkeit und dem von der Quantenmechanik geforderten Umdenken ist ein wichtiges Thema in der didaktischen Literatur seit der zweiten Hälfte der zwanziger Jahre. Zunächst wurde die neue „Quantenlehre“ (HILLERS 1927) eindeutig abgelehnt, denn vor allem das Fehlen geeigneter Schulexperimente wurde als gravierender Mangel empfunden, der die in den Meraner Beschlüssen enthaltene Forderung nach experimenteller Orientierung des Physikunterrichts wieder in Frage stellte. Erst nach dem Krieg setzte eine gründliche Erörterung mit offeneren Tendenzen ein. Die skeptische Einschätzung von GUNDERMANN (1948) im ersten MNU-Heft bleibt dabei aber die Ausnahme: Die dualistische, d. h. die Doppelnatur von Licht und Elektronen hervorhebende Ausdrucksweise sei für die Schüler nicht zumutbar, aber auch der mathematische Formalismus scheide aus. Seine Schlußfolgerung klingt daher sehr resignativ: „Es ist für die Schule fast unmöglich, zu der modernen Atomlehre Zugang zu finden ...“ (S. 26).

In den nachfolgenden Veröffentlichungen sind diese Skrupel weniger ausgeprägt; das Bestreben, die konkurrierenden Forderungen nach Modernisierung des Physikunterrichts und nach Bewahrung des Anschauungsprinzips didaktisch zu integrieren, führt zur Rechtfertigung von Anschauungshilfen, über deren lernpsychologische Bedenklichkeit großzügig hinweggedacht wird. „Wenn oft gesagt wird, der Begriff ‚Welle und Korpuskel‘ stelle Ansprüche an die Vorstellung, die nicht zumutbar sind, so ist dies ein großer Irrtum. Die Vorgänge im atomaren Geschehen sind so geartet, daß beide Modelle nebeneinander benutzt werden müssen ...“ (HAHN/TÖPFER 1963, S. 182). Auch HÖFLING (1950/51) sieht in dem Nebeneinander kein Problem, vielmehr sei zu erwarten, daß „man sich an ein Modell, das sich als fruchtbar bewährt, so gewöhnt, daß sich nach und nach eine gewisse Anschaulichkeit von selbst einstellt“ (S. 305).

Die Verwendung des BOHRschen Atommodells ist in dieser Sichtweise völlig unproblematisch. Lehrpläne, Schulbücher und Unterrichtspraxis folgten lange Zeit einer Ansicht, die RISTAU (1958) auf einer Veranstaltung zur Lehrerfortbildung mit einem Zitat von BECHERT beschrieb: „Nimmt man die Ergebnisse der BOHRschen Theorie nicht allzu wörtlich, so sind sie auch heute noch ein guter Führer durch die atomaren Erscheinungen“. Dieser Satz kann heute für die Schule nicht mehr gelten. Hinter dem „nicht allzu“ verbirgt sich der fundamen-

tale Unterschied zwischen den mit diesem Modell bei den Schülern verfestigten Vorstellungen und der physikalisch richtigen Beschreibung. Die Bahn eines Elektrons im Atom ist eben nicht eine Hilfskonstruktion, die fast richtig ist und daher eine Weile als Verständnisstütze fungieren kann. Jede einzelne Argumentation mit Hilfe des Bahnbegriffs belastet das notwendige Umdenken, verzögert die fällige Ablösung vom mechanischen Modell und macht diese schließlich unmöglich. Ein solches Urteil läßt sich relativ deutlich aus den Untersuchungsergebnissen über die Stabilität von Schülervorstellungen ableiten. Die didaktische Antwort auf diese Situation kann eigentlich nur so aussehen, daß die Grundlagen für das angezielte Verständnis so früh wie möglich gelegt und Vorstellungen, die diesem Verständnis entgegenstehen, zumindest nicht gefördert werden. Letzteres geschieht aber, wenn über eine längere Zeit die Leistungsfähigkeit des anschaulichen Konzepts herausgestellt wird und erst am Schluß eine Konfrontation mit moderneren Ideen stattfindet, wobei dann eher das Versagen der bisher verwendeten Theorie „eingräumt“ wird (HAHN/TÖPFER 1962, S. 219), als daß die Erklärungsmöglichkeiten des neuen Ansatzes dargestellt werden.

### **Die Überwindung des Welle-Teilchen-Dualismus**

Aus der vorgetragenen Kritik ergeben sich bereits einige Grundlinien einer didaktischen Konzeption, mit der die beschriebenen Lernschwierigkeiten zumindest verringert werden können. So ist es fast zwangsläufig, auf die Verwendung der dualistischen Beschreibung mit den Modellen Welle und Teilchen und auf das BOHRsche Atommodell zu verzichten. Nicht so eindeutig ist die Frage nach Alternativen zu beantworten, denn da der quantenmechanische Formalismus nicht zur Verfügung steht, kann zwar der Verzicht auf anschauliche Modelle, die der klassischen Physik entlehnt sind, durchgehalten werden, nicht aber der Bezug auf die klassischen Größen wie z. B. Energie, Impuls und Wellenlänge. Insofern kann keine Konzeption zur Quantenphysik in der Schule ohne Kompromisse auskommen. In jedem einzelnen Falle wird allerdings zu prüfen sein, ob die Verwendung klassischer Größen und ihrer Beziehungen die Rückkehr zum Denken in entsprechenden Veranschaulichungen zur Folge hat. Die Anknüpfung an die im bisherigen Physikunterricht gelernten Begriffe und Zusammenhänge ist didaktisch geboten und wegen der Unzugänglichkeit des quantenmechanischen Formalismus von der Sache her nicht zu vermeiden. Aber die Elementarisierung darf unangemessene Vorstellungen nicht verfestigen und muß die Erweiterungsfähigkeit des Gelernten gewährleisten, so daß spätere Prozesse des Umlernens, etwa während des Physikstudiums, nicht notwendig werden.

Vor dem Hintergrund dieser Kriterien ist der Ersatz der dualistischen Beschreibung durch die Demonstration eines sich in stochastisch verteilten Einzelprozessen aufbauenden Beugungs- bzw. Interferenzmusters, dem eine Wellenlänge zugeordnet werden kann, eine didaktische Entscheidung, die die gestellten Bedingungen in idealer Weise erfüllt, da sie nicht nur von der Dualismus-Proble-

matik befreit, sondern geradewegs in moderne Sichtweisen einführt. Betrachtung und Diskussion dieser aus der Wellenoptik wohlbekannten Figuren stehen daher in dieser Konzeption am Beginn des Unterrichtsganges. Bewußt soll ein Bruch mit bisherigen Erkenntnissen und Vorstellungen inszeniert und das merkwürdige Verhalten der Quantenobjekte herausgestellt werden. Mit dieser Intention durchaus vereinbar wäre es, dieses Verhalten sogar als „geheimnisvoll“ zu bezeichnen, wie es in der mit didaktischem Anspruch geschriebenen englischsprachigen Literatur oft geschieht („mysterious behavior“), und zwar nicht nur in populärwissenschaftlichen Darstellungen (als Beispiele: SQUIRES 1986, FEYNMAN u.a. 1975). Der von JUNG (1980) in Erwägung gezogene „sanfte Übergang“ von der klassischen Physik zur Quantenmechanik erforderte dagegen frühzeitige Vorbereitungen, die bereits im Anfangsunterricht beginnen müßten. Das setzte jedoch gründliche Erörterungen über den gesamten Physikunterricht voraus.

Daß für die Beschreibung des „seltsamen“ Verhaltens von Quantenobjekten Elektronen geeigneter sind als Photonen, ergibt sich aus der Hypothese, daß die Versuchung, bei Photonen an klassische Teilchen zu denken, wesentlich größer ist als die Bereitschaft, sich bei Elektronen irgendeine Art von Materiewellen vorzustellen. Diese Annahme ist zwar empirisch bisher nur ansatzweise erhärtet (BETHGE 1988), wird aber durch den in Lehrplänen und Schulbüchern üblichen Sprachgebrauch nahegelegt. Noch immer nämlich besteht das Grundmuster für die Einführung in die Quantenphysik darin, über den „Versuch zum lichtelektrischen Effekt als Zugang zum Begriff des Energiequants“ (Lehrplan Berlin, Kurs PH-4), also zunächst über die Beschreibung der quantisierten Energieabgabe, relativ unvermittelt zum Photon zu gelangen, das „diese Energieportionen vom Entstehungs- zum Absorptionsort“ transportiert und beim COMPTON-Effekt ein Elektron freistößt (DORN/BADER 1977, S. 21 und 25). Der Nachteil, daß der Doppelspalt-Versuch mit Elektronen nicht experimentell vorgeführt werden kann, muß wegen der didaktischen Vorzüge dieses Weges in Kauf genommen werden und wird überdies dadurch, daß ein guter Film zur Verfügung steht, entschärft.

### **Unschärferelation und Ensemble-Deutung**

Wesentlich schwieriger ist es, für andere Schlüsselthemen einer Einführung in die Quantenphysik ähnliche Lösungen zu finden. Die Behandlung der HEISENBERG-SCHEN Unschärferelation in den Schulbüchern macht das Dilemma deutlich: Das kräftige Durcheinander in der Bedeutungszuschreibung für das  $\Delta$  in der Beziehung  $\Delta p_x \cdot \Delta x \geq h/4\pi$  spiegelt auch die Unsicherheit wider, mit der die Frage nach einer anschaulich begründeten „Herleitung“ beantwortet wird (eine ausführliche Erörterung bringen SCHMINCKE/WIESNER 1980). In der vorliegenden Konzeption wird vorgeschlagen, auf jegliche Analogie zu klassischen Phänomenen zu verzichten (z. B. auf die oft benutzten wellenoptischen Zusammenhänge zwischen Spaltbreite und Abstand: Hauptmaximum - 1. Minimum bei der Beugung am Einfachspalt). Die Gefahr besteht nämlich, daß eine durch (halb-)klassische Betrachtung

tungen unterstützte Erklärung der Streuungen von Ort und Impuls bei Mikroobjekten Vorstellungen von Teilchen-Bahnen reaktiviert. Diese Versuchung ist auch dort vorhanden, wo, wie z. B. bei BRACHNER/FICHTNER (1980, S.91), die Unschärferelation für Gesamtheiten von Mikroobjekten mitgeteilt und ausführlich erläutert und anschließend ihre Gültigkeit auch für Einzelobjekte über die Beugung am Spalt plausibel gemacht wird.

In den Kontext der Unschärferelation fällt die didaktische Entscheidung für eine anfängliche Ensemble-Deutung, die die gefundenen Zusammenhänge auf eine Vielzahl von Beobachtungen bezieht und auf Aussagen über Einzelsysteme, wie sie etwa in der Kopenhagener Deutung gemacht werden, zunächst verzichtet. Wahrscheinlichkeitsaussagen für Einzelobjekte werden erst aufgrund der Häufigkeitsverteilung vieler Objekte gemacht. Damit wird eine konsistente und schulgemäße Beschreibung der in diesem Rahmen diskutierbaren Erkenntnisse und erreichbaren experimentellen Ergebnisse ermöglicht. Folgerichtig erscheinen statt der Einzelwerte  $\Delta x$  und  $\Delta p_x$ , über deren Verknüpfung man nichts aussagen kann, die „durchschnittlichen Abweichungen“  $\overline{\Delta x}$  und  $\overline{\Delta p_x}$ . Keineswegs soll damit einem Dogmatismus gegen die Kopenhagener Deutung der Weg bereitet werden. Der hier vorgeschlagene didaktische Weg soll allein den Zugang erleichtern, Deutungs-Diskussionen jedoch nicht zurückdrängen.

Die Aufnahme eines separaten Abschnittes über Deutungsfragen, noch dazu am Ende des vorgeschlagenen Unterrichtsganges, soll nicht die zeitliche Trennung von Faktenvermittlung und Problemerkörterung nahelegen. Die didaktische Konzeption ist eher auf eine begleitende Interpretationsdiskussion angelegt und steht solchen Vorschlägen sehr nahe, die den erkenntnistheoretischen Aspekten der Quantenmechanik eine große Bedeutung als Unterrichtsgegenstand zumessen (z.B. wie bei HEEGE/SCHWANEBERG 1979 und JUNG/WIESNER 1984). Im vorgegebenen inhaltlichen und zeitlichen Rahmen werden solche Fragestellungen jedoch nur am Rande Platz haben; die speziell dafür vorgesehenen Unterrichtsstunden sollen daher die Möglichkeit bieten, die Deutungsdiskussion unter Einbeziehung von Originaltexten zu vertiefen.

### **Energiequantelung**

Die Berechnung der Energiezustände des Wasserstoffatoms, ebenfalls ein Standardthema der Oberstufenphysik, ist in der Schule ohne gewisse Anleihen in der klassischen Physik nicht zu leisten. Eine ähnlich konsequente Entscheidung wie bei der Unschärferelation müßte auch auf solche Hilfen verzichten. Zu fragen ist aber, ob hier wirklich eine vergleichbare Situation vorliegt, d. h. ob auch in diesem Falle der Rückgriff auf die klassische Physik Vorstellungen verfestigt, die mit ihr untrennbar verbunden sind. Sollten empirische Untersuchungen von Lernprozessen diese Frage bejahen, würden die vorhandenen fachlichen Bedenken, die,

für sich allein genommen, noch keine Entscheidung erzwingen, durch Erkenntnisse ergänzt werden, die den Verzicht auf solche Bezüge nahelegten.

Als Vorbereitung auf die Energiequantelung im Wasserstoffatom wird oft der eindimensionale Potentialtopf mit unendlich hohen Wänden behandelt, auch im Rahmen dieser Konzeption hat er diese hinführende Funktion. WIESNER (1989) hat ausführlich die gängigsten Darstellungssünden aufgelistet; die Fülle der bei der formalen Beschreibung unvermeidlichen problematischen Erklärungen oder oft sogar eindeutigen Fehler läßt nach seiner Meinung die Rechtfertigung der Thematisierung des Potentialtopfs im Unterricht auf ein Minimum schrumpfen. Der hier gemachte Vorschlag für eine schulgemäße Behandlung versucht, auf klassische Analogien weitgehend zu verzichten: Die Elektronen werden nicht von den reflektierenden Wänden hin- und hergestoßen. Der Verlauf der Aufenthaltswahrscheinlichkeit wird nicht aus klassischen Vorbildern (z. B. schwingende Saiten bei beidseitiger Einspannung als Entsprechung zum Verhalten von „Materiewellen“) abgeleitet, sondern als Hypothese gesetzt. Diese Annahme wird begründet mit den vorher gewonnenen Erkenntnissen über die Möglichkeit, der Verteilung von Quantenobjekten eine Wellenlänge zuzuordnen zu können; sie bleibt der empirischen Kontrolle ausgesetzt. Daß diese am gewählten Potentialtopf nicht durchgeführt werden kann, weil er ein unrealistisches Beispiel darstellt, ist sicherlich mehr als ein Schönheitsfehler. Der didaktische Ertrag dieser ersten Einführung in das Phänomen der Energiequantelung wird jedoch als bedeutsamer angesehen, zumal dann, wenn der Lehrer auf die Problematik der gemachten Annahmen hinweist.

### **Zur Evaluation des Konzepts**

Mehrfach wurde darauf hingewiesen, daß viele Entscheidungen von Hypothesen über das Lernen der Schüler geleitet sind, insofern ist die Konzeption ein Entwurf, der zwar beansprucht, näher an den Grundideen der Quantenphysik und an den Möglichkeiten verständnisvollen Lernens zu sein, diesen Anspruch aber erst noch einlösen muß. Kritische Äußerungen und Berichte aus der Unterrichtspraxis sind daher dringend erwünscht. Der Arbeitsbereich Fachdidaktik Physik an der Freien Universität Berlin hat ein umfangreiches Programm zur wissenschaftlichen Begleitung mehrerer Erprobungen begonnen.

## Literatur

- BADER, F.: Kann und soll man auf den Dualismus verzichten? In: Der mathematische und naturwissenschaftliche Unterricht 30 (1977) 5, S. 278-284.
- BAYER, H.-J.: Schülervorstellungen beim Übergang vom Bohrschen zum Wellenmechanischen Modell. In: KUHN, W. (Hrsg.): Vorträge Physikertagung Gießen. 1986, S. 249-256.
- BETHGE, T.: Aspekte des Schülervorverständnisses zu grundlegenden Begriffen der Atomphysik - Eine empirische Untersuchung in der Sekundarstufe II - . Dissertation Bremen 1988.
- BORMANN, M.: Das Schülerverständnis zum Themenbereich „Modellvorstellungen zu Licht und Elektronen“. In: KUHN, W. (Hrsg.): Vorträge Physikertagung Berlin. 1987, S. 469-474.
- BRACHNER, A./FICHTNER, R.: Quantenmechanik im Unterricht. In: Physik und Didaktik 2 (1974), S. 81-94 (Teil I), S. 249-275 (Teil II).
- BRACHNER, A./FICHTNER, R.: Quantenmechanik. Hannover 1980.
- DANNER, S.: Der Welle-Teilchen-Dualismus aus der Sicht der statistischen Deutung der Wellenmechanik. In: Der mathematische und naturwissenschaftliche Unterricht 28 (1975) 6, S. 346-350.
- DORN, F./ BADER, F.: Physik - Oberstufe A. Hannover 1977
- ENGELHARDT, P./WIESNER, H.: Zum Stand der Schülerkenntnisse in Quantenmechanik. In: KUHN, W. (Hrsg.): Vorträge Physikertagung Gießen. 1986, S. 237-242.
- FEYNMAN, R.P./ LEIGTON, R.B./ SANDS, M.: Vorlesungen über Physik, Band III: Quantenmechanik. München 1975.
- GABRIEL, A./GARBER, W.-D.: Einführung in die Quantenphysik: Mit Photonen oder mit Elektronen? In: Physik und Didaktik 9 (1981) 3, S. 189-201 (a).
- GABRIEL, A./GARBER, W.-D.: Möglichkeiten zur Behandlung des Wasserstoffatoms in der Schule. In: Physik und Didaktik 9 (1981) 4, S. 273-285 (b).
- GUNDERMANN, H.: Die Behandlung klassischer und moderner physikalischer Probleme im Schulunterricht. In: Der mathematische und naturwissenschaftliche Unterricht 1 (1948), S. 18-30.
- HAHN, K./TÖPFER, E.: Methodik des physikalischen Unterrichts. Heidelberg 1962 (Band I), 1963 (Band II).
- HEEGE, R.: Anschaulichkeit und Anschauungskonflikt: Orientierung durch Quantenphysik. In: Der Physikunterricht 15 (1981) 1, S. 5-15.
- HEEGE, R./ SCHWABEBERG, R.: Möglichkeiten für eine didaktische Aufbereitung quantentheoretischer Erkenntnisprobleme. In: physica didactica 6 (1979), S.17-24.
- HILLERS, W.: Rezension zu: BAVINK, B., Oberstufe der Physik. In: Zeitschrift für mathematischen und naturwissenschaftlichen Unterricht 55 (1927), S. 135-137.
- HÖFLING, O.: Modellvorstellungen im physikalischen Unterricht. In: Der mathematische und naturwissenschaftliche Unterricht 3 (1950/51), S. 303-307.
- HÖFLING, O.: Plädoyer für die Behandlung des Bohrschen Atommodells in der Schule. In: Der mathematische und naturwissenschaftliche Unterricht 31 (1978) 3, S. 178.
- JAMMER, M.: The Conceptual Development of Quantum Mechanics. New York u. a. 1966.
- JUNG, W.: Von der klassischen Physik zur Quantenmechanik - Schock oder sanfter Übergang ? In: physica didactica 7 (1980), S.57-61.
- JUNG, W./WIESNER, H.: Kontroverse Deutungen der Quantenphysik als Gegenstand des Physikunterrichts. In: Praxis der Naturwissenschaften - Physik (1984) 9, S.276-281.

- JUNG, W./WIESNER, H.: Unterricht über Quantenmechanik - Anspruch und Realität. In: *physica didactica* 12 (1985) 1, S. 3-11.
- KUHN, W.: Quantenphysik in der Kollegstufe. In: *Der Physikunterricht* 10 (1976) 4, S. 91-112.
- KUHN, W.: Zur Entmythologisierung des Dualismusproblems. In: *Praxis der Naturwissenschaften - Physik* 34 (1985) 7, S. 2-11 (a).
- KUHN, W.: Die Idee der Komplementarität. In: *Praxis der Naturwissenschaften - Physik* 34 (1985) 7, S. 12-17 (b).
- LANDÉ, A.: Vom Dualismus zur einheitlichen Quantentheorie. In: *Philosophia Naturalis* 8 (1964), S. 232-241.
- LANDÉ, A.: Quantum Theory Without Dualism. In: *Scientia* 101 (1966), S. 208-212.
- LICHTFELDT, M.: Änderungen von Schülervorstellungen durch den Quantenphysikunterricht in der gymnasialen Oberstufe. In: WIEBEL, K.H. (Hrsg.): *Zur Didaktik der Physik und Chemie*. Alsbach 1989.
- RISTAU, H.: Die Leistungsfähigkeit des Bohrschen Atommodells und seine Grenzen - Ausblick auf die weitere Entwicklung. Bericht von der „Arbeitstagung zur Atomphysik in Hamburg“. In: *Der mathematische und naturwissenschaftliche Unterricht* 11 (1958/59) 4, S. 183-185.
- SAUER, G.: Didaktische Aspekte der Bohrschen Atomtheorie. In: *Der mathematische und naturwissenschaftliche Unterricht* 31 (1978) 2, S. 287-294.
- SAUER, G.: Photonen als Zugang zur Quantenphysik in der S II. In: KUHN, W. (Hrsg.): *Vorträge Physikertagung Gießen 1986*, S. 527-532.
- SCHMINCKE, B./ WIESNER, H.: Zur Quantenmechanik in der Schule II. Die HEISENBERG'sche Ungleichung. In: *physica didactica* 6 (1979), S.17-24.
- SCHULDT, C.: Zur Geschichte des BOHR'schen Atommodells im Physikunterricht der Gymnasien. In: *Wissenschaftsphilosophische und wissenschaftstheoretische Aspekte des Physikunterrichts*. Bad Salzdetfurth 1986, S. 5-27.
- SCHWANEBERG, R.: Die Bedeutung der Unbestimmtheitsrelation für das Lehren und Lernen in der Quantenphysik. In: *physica didactica* 5 (1978) 1, S. 3-20.
- SCHWANEBERG, R.: *Didaktik und Quantenphysik. Die Unbestimmtheitsrelation als Schlüssel zum Verständnis elementarer Quantenphysik*. Frankfurt/M. 1980.
- SEXL, R.: Kann man die Quantenmechanik verstehen? In: *Der Physikunterricht* 12 (1978) 1, S. 15-35.
- SIMONSOHN, G.: Der Photoeffekt im einführenden Unterricht. In: *physica didactica* 7 (1980), 1. Themenheft, S. 3-16.
- SIMONSOHN, G.: Probleme mit dem Photon im Physikunterricht. In: *Praxis der Naturwissenschaften - Physik* 30 (1981) 9, S. 257-266.
- SQUIRES, E.: *The Mystery of the Quantum World*. Bristol 1986.
- STÖCKLER, M.: 9 Thesen zum Dualismus von Welle und Teilchen. In: KANTTSCHIEDER, B. (Hrsg.): *Moderne Naturphilosophie*. Würzburg 1984, S. 223-242.
- WIESNER, H.: Die Statistische Interpretation der Quantenphysik oder: Einstein contra „Kopenhagen“. In: *physica didactica* 6 (1979) 3, S. 147-170.
- WIESNER, H.: *Beiträge zur Didaktik des Unterrichts über Quantenphysik in der Oberstufe*. Essen 1989.

## Stoffliche Voraussetzungen zur Atomphysik

Bei der Darstellung der stofflichen Voraussetzungen ist die vorgelegte Konzeption des Kurses Atomphysik in zweifacher Sicht entscheidend:

- a) Beginn des Kurses mit der Untersuchung von Elektronen,
- b) Vermeidung frühzeitiger Deutung der Experimente.

Als Folgerung daraus ergibt sich, daß einerseits der Begriff „Welle-Teilchen-Dualismus“ in seiner fachlichen und didaktischen Problematik nicht auftauchen darf, andererseits aber ein hinreichendes Verständnis der *klassischen* Begriffsbildung „Teilchen“ und „Welle“ vorhanden sein muß.

Es ist daher sinnvoll, die Bewegung von Elektronen unter dem Einfluß von elektrischen und magnetischen Feldern zu untersuchen, wobei der e/m-Versuch als Abschluß einer Versuchssequenz gesehen werden kann. Hier sollen Kreis- und Spiralbahnen der Elektronen unter der Wirkung der LORENTZkraft gezeigt werden. Die Leuchterscheinungen sollen als Nachweismöglichkeit aufgezeigt, aber nicht problematisiert werden. Die Berechnung von e/m kann erfolgen.

### HINWEIS:

Die Leuchtspur als Bahn eines einzelnen Elektrons ist sicher eine gewagte Interpretation (vgl. Kondensstreifen am Himmel). Sie kann hinterfragt werden und didaktisch in eine vorsichtige Benutzung des Bahnbegriffs münden.

Der Rückgriff auf den MILLIKAN-Versuch (Bestimmung ganzzahliger Vielfacher der Elementarladung) sollte erfolgen, um die Ladungseigenschaft des Elektrons zu sichern.

Damit werden dem Elektron zwei Eigenschaften zugeordnet, die die Frage nach dem „Wesen des Elektrons“ offen lassen: *Masse* und *Ladung*.

Von der klassischen Welle sind insbesondere die *Beugungs-* und *Interferenzerscheinungen* von Wichtigkeit.

Die Demonstration erfolgt mit Hilfe von Experimenten in der Wellenwanne und Lichtexperimenten. Dabei können Spalt, Doppelspalt, Mehrfachspalt und Gitter benutzt werden. Bei der Verwendung von Laserlicht ist die Untersuchung des streifenden Einfalls am Lineal sinnvoll, bei anderen monochromatischen Lichtquellen (z. B. Na-Lampe) die Demonstration von NEWTONSchen Ringen.

Wenn möglich, wird das DEBYE-SCHERRER-Verfahren mit RÖNTGENlicht, also mit Licht aus dem nicht sichtbaren Bereich, durchgeführt (der Begriff „RÖNTGENstrahlung“ würde gerade diese physikalische Verwandtschaft zudecken). Entscheidend ist, daß die allgemeine *Interferenzstruktur* der Versuchsergebnisse dem Schüler verdeutlicht wird.

In diesem Zusammenhang ist die Behandlung der BRAGGSchen Reflexionsbedingung

$2 d \cdot \sin(\alpha) = n \cdot \lambda$        $d$ : mittlerer Abstand der Gitterebenen  
sehr hilfreich.

Ersetzt man den Kristall durch einen Spiegel und versteht man unter  $L$  den Abstand zwischen Interferenzfigur und Kristall (Spiegel) und unter  $r$  den Abstand zwischen den Interferenzstreifen, so läßt sich in Näherung kleiner Winkel folgende Beziehung finden:

$$2 \sin(\alpha) = r/L \quad ; \quad \lambda = (r/L) \cdot d \quad (\tan(2\alpha) = \sin(2\alpha) = 2 \cdot \sin(\alpha)).$$

( für  $n = 1$  )

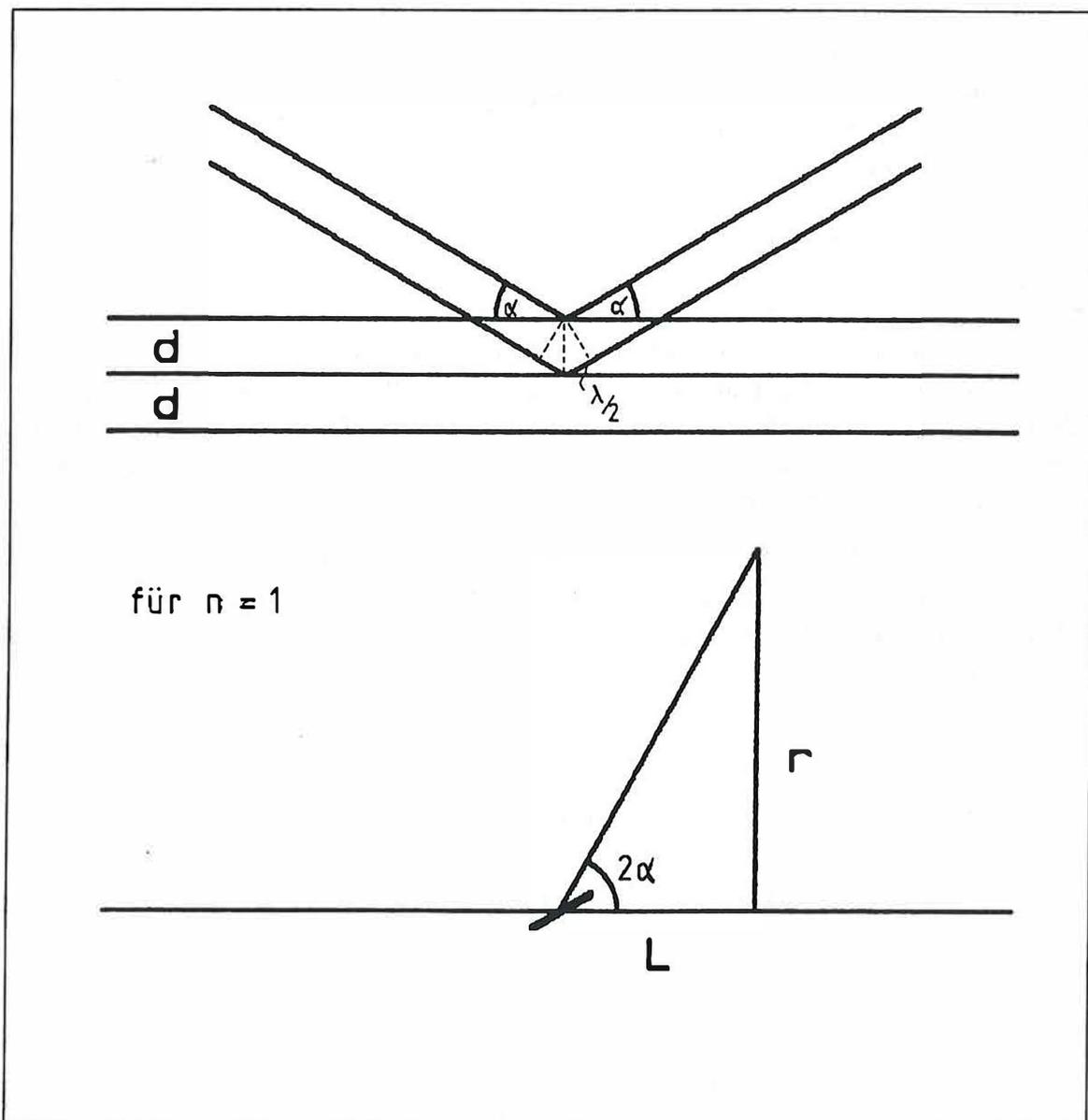


ABB.01: GEOMETRISCHER ZUSAMMENHANG DER BRAGGSCHEN REFLEXIONSBEDINGUNG

## 1. Unterrichtsabschnitt

### Elektronenbeugung

Die Hinführung zu wesentlichen Ergebnissen der Mikrophysik erfolgt in der didaktischen und methodischen Konsequenz der vorgestellten Konzeption über den Einstiegsversuch: Elektronenbeugung.

Bezüglich der Durchführung wird auf die einschlägige Experimentierliteratur verwiesen.

Die Auswertung des Versuches erfolgt dabei nach folgenden möglichen Gesichtspunkten:

a) Man bestimme den Zusammenhang zwischen dem Radius  $r$  der Interferenzringe und der angelegten Anodenspannung  $U_A$ .

b) Aus dem Energiesatz läßt sich dann für den Impuls  $p$  der Elektronen folgende Beziehung herleiten:

$$p = m_e \cdot v = (2 \cdot e \cdot m_e \cdot U_A)^{1/2}.$$

Im Rahmen des vorliegenden didaktischen Ansatzes wird erst im nächsten Kapitel eine Interpretation der Interferenzfiguren angeboten. An dieser Stelle geschieht nur eine Verknüpfung der *allein* dem Beugungsbild zuordenbaren „Wellenlänge  $\lambda$ “ mit dem Impuls der Elektronen, der durch die makroskopisch gemessene Spannung bestimmt wird. Eine Spannungsänderung ändert zwar den Abstand der Interferenzringe, aber nicht die Struktur der Interferenzfigur.

Trägt man  $p$  über  $1/\lambda$  auf, so erhält man aus der *Messung* einen linearen Zusammenhang. Der Steigungsfaktor ergibt einen Wert, der mit  $h$  (PLANCKSches Wirkungsquantum) übereinstimmt.

Mithin gilt also:

$$p = h/\lambda .$$

Man beachte, daß die obige Gleichung in diesem Unterrichtsstadium nur formal mit der DE-BROGLIE-Beziehung übereinstimmt. *Die Größe  $\lambda$  wird hier nur dem Beugungsbild zugeordnet*, während der historische Kontext der DE-BROGLIE-Beziehung durch den Welle-Teilchen-Dualismus gekennzeichnet ist.

#### HINWEIS:

Im Leistungskurs sollte das Beugungsbild ausführlich diskutiert werden, da die Radien der Ringe zur ersten Beugungsordnung der verschiedenen Netzebenenabstände des Graphits gehören. Die Interpretation des Ringbildes als Interferenzfigur ist nur dann sinnvoll, wenn sich aus beiden Ringen *eine gleiche Größe  $\lambda$*  berechnen läßt. Folgende Fallunterscheidungen (bei gleicher Präparation der Elektronen) lassen sich rechnerisch durchführen:

- a) beide Ringe zeigen die 1. Beugungsordnung an verschiedenen Netzebenenabständen,
- b) beide Ringe zeigen verschiedene Beugungsordnungen am Netzebenenabstand  $d_1$ ,
- c) beide Ringe zeigen verschiedene Beugungsordnungen am Netzebenenabstand  $d_2$ .

Das Beugungsbild verrät eine *unerwartete* Eigenschaft von Elektronen, die unter anderem nur deshalb sichtbar wird, weil der glühelektrische Effekt hinreichend viele Elektronen zur Verfügung stellt. Eine wichtige Änderung des Bildes (nicht seiner Struktur) kann mit dem Impuls in Verbindung gebracht werden.

## 2. Unterrichtsabschnitt

### Doppelspaltversuch mit Elektronen

#### 2.1. Einführung

Nachdem die Schüler beim Versuch mit der Elektronenbeugungsröhre die erste Bekanntschaft mit einem gegenüber klassischen Teilchen veränderten Verhalten der Elektronen gemacht haben, bedarf es jetzt einer Vertiefung der Einsicht über den neuartigen Charakter der Elektronen.

Da im ersten Unterrichtsabschnitt die klassischen Größen der Elektronen ( $e$ ,  $m_e$ ,  $p$ ) mit einer wellenspezifischen Größe  $\lambda$ , die einzig dem *Bild* des Interferenzmusters zugeordnet wurde, in der *DE-BROGLIE-Beziehung* ( $p = h/\lambda$ ) verknüpft worden sind, werden bei den Schülern Fragen nach 'wellenähnlichen' Erscheinungen bei weiteren Versuchen mit Elektronen geweckt. Hier wird eine Schwierigkeit des Unterrichtsabschnitts sichtbar, denn die Versuche zur „Beugung von Elektronen an Feinspalten“ sind in der Schule *nicht* durchführbar. Abhilfe schafft die Vorführung des Films von BRACHNER/FICHTNER: „Doppelspaltversuch mit Elektronen“<sup>1</sup>. Im Vorfeld des Films sollte mit den Schülern die Größenordnung der Feinspalte diskutiert werden (Abschätzung durch Überlegungen analog den Lichtwellenexperimenten: Spaltbreite ca.  $0,3 \mu\text{m}$  und Spaltabstand ca.  $1-2 \mu\text{m}$ ).

#### 2.2. Das Doppelspaltexperiment

##### 2.2.1. Der Film

Der Film zeigt in Trickaufnahmen einen Versuch, den JÖNSSON (1960) an der Universität Tübingen durchführte. Zunächst wird das Streuverhalten von Elektronen jeweils an einer Spaltöffnung dargestellt. Auf einem Detektor (z. B. einer Photoplatte) erscheint für jeden Einzelspalt die charakteristische Form einer Verteilungskurve, wie sie bei der Streuung von klassischen Teilchen entstehen würde (siehe ABB.2.1 auf der nächsten Seite).

---

1 Institut für Film und Bild in Wissenschaft und Unterricht, FWU Film Nr. 36 436, Grünwald 1974

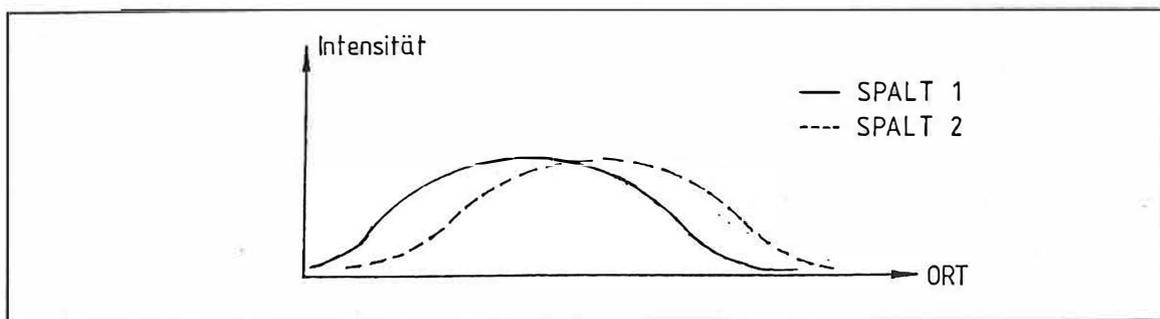


ABB. 2.1: INTENSITÄTSVERTEILUNG AUF DEM DETEKTOR BEIM EINZELSPALT

Mit dieser Intensitätsverteilung wird dem Filmbetrachter bewußt die Intensität der Nebenmaxima verschwiegen, um den Eindruck einer Spaltstreuung von klassischen Teilchen zu erwecken. Leider erläutern BRACHNER/FICHTNER diese Einschränkung als angewandten didaktischen Kniff nicht im Filmbeiblatt und auch nicht in ihren Publikationen. BRACHNER/FICHTNER nutzen diese Darstellung, um von Elektronen - als klassische Teilchen - zu Quantenobjekten zu gelangen, denn das neuartige Verhalten der Elektronen zeigt sich im Film erst beim Doppelspalt. Die von den meisten Schülern erwartete und im Film suggerierte Addition der Verteilungsamplituden tritt nicht auf. Die Intensitätsverteilung auf dem Detektor ähnelt einem Interferenzmuster.

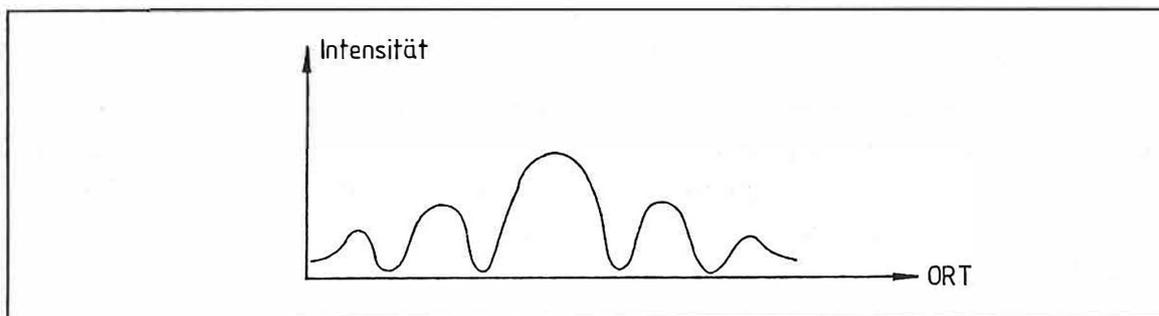


ABB. 2.2: INTENSITÄTSVERTEILUNG DER ELEKTRONEN BEIM DOPPELSPALT

Die Elektronen scheinen sich am Doppelspalt anders als am Einfachspalt zu verhalten. Physikalisch ist diese im Film gezeigte Tatsache kaum vorstellbar, denn entweder sollte es grundsätzlich möglich sein, mit Elektronen Beugungsbilder an Feinspalten (unabhängig von der Anzahl der Feinspalte) zu erzeugen, oder andernfalls müßte sich dies am Doppelspalt auch nicht realisieren lassen<sup>1</sup>.

Wird nun auf Nachfragen der Schüler, warum am Einfachspalt keine Interferenz auftritt, das im Film gezeigte Bild am Einfachspalt als Hauptmaximum beschrieben, ist die Schwierigkeit des von BRACHNER/FICHTNER angewandten Kniffs widerspruchsfrei überwunden. Die Nebenmaxima liegen wegen der Spaltgeometrie außerhalb des Detektors. Dies ist auch bei der Abb. 2.2 der Fall. Gezeigt wird nur

1 ANMERKUNG: Die Interferenz der Elektronen bei der Beugung an Feinspalten wird bis auf weiteres vorausgesetzt. Dies ist nicht selbstverständlich, denn bei möglicher Kennzeichnung der Wege der Elektronen entfällt ja bekanntlich diese Interferenz.

die Doppelspaltinterferenz im Hauptmaximum des Einfachspalts. Somit erklärt sich auch die verschiedenartige Intensitätsverteilung beim Einfach- und Doppelspalt<sup>1</sup>.

Die beiden ersten Filmteile enden jeweils mit folgenden Zwischentiteln:

- a) „Was passiert, wenn beide Spalte geöffnet sind?“
- b) „Deutet dies auf einen Wellenvorgang?“

Im Interesse einer möglichst breiten Schülerdiskussion sollten die Zwischentitel für die Schüler nicht sofort sichtbar sein. Ein Anhalten des Filmablaufs jeweils kurz vor den Zwischentiteln ist daher zu empfehlen.

Im dritten Teil des Films wird die Intensität der Strahlung des elektronenerzeugenden Systems heruntergeregt, so daß sich die Interferenzstreifen auf dem Detektor stochastisch aufbauen. Auch hier ist auf ein Zeigen des dritten Zwischentitels („Deutet dies auf einen Teilchenvorgang?“) zu verzichten, damit sich die Schüler in der Diskussion möglichst unbefangen äußern können.

Auch die Wiederholung und Zusammenfassung der Versuchsergebnisse im Film sollten entfallen, da der dort gezeigte Elektronendurchgang am Einzelspalt zu stark ein klassisches Teilchenverhalten suggeriert. Dies würde aber der Plausibilitätserklärung für die HEISENBERGSche Unschärferelation am Einzelspalt, die im 3. Unterrichtsabschnitt erfolgt, und der vorläufigen Beschränkung der Beschreibung auf Elektronen-Ensembles hinderlich sein.

Im Anschluß an die Vorführung des Films sollte eine zusammenfassende Diskussion mit den Schülern erfolgen, die alle von den Schülern bereits angesprochenen Aspekte aufgreift und als Fragestellungen offen läßt. Eine gleichzeitige Übernahme der Detektorbilder mit den Fragestellungen in den Schülerheften ist zu empfehlen.

### 2.2.2. Der Realversuch von Jönsson

Damit die Schüler einen Eindruck vom Originalversuch erhalten, sollte jedem Schüler ein Exemplar des JÖNSSON-Artikels<sup>2</sup> ausgehändigt werden, in dem JÖNSSON detailliert Versuchsaufbauten, -vorbereitungen und -durchführungen beschreibt. Für den Unterricht ist das 4. Kapitel („Kurzer Abriß über die Beugungstheorie und Ergebnisse“ ebenda S. 465) *nicht* geeignet. Die im 1. Kapitel („Einführung“ ebenda S. 455) benutzte SCHRÖDINGER-Gleichung für „das frei fliegende Elektron“ sollte nicht verschwiegen, aber auch nicht vertieft werden. Wichtig wäre hier jedoch der Hinweis, daß der Unterricht Deutungen für das Verhalten von *Elektro-*

---

1 ANMERKUNG: Spätestens bei der Lektüre des JÖNSSON-Originalaufsatzes (siehe 2.2.2.) werden die Schüler die Elektronenbeugung am Einfachspalt entdeckt haben und sich die oben diskutierten Fragen stellen.

2 C. JÖNSSON: Elektroneninterferenzen an mehreren künstlich hergestellten Feinspalten. In: Zeitschrift für Physik 161 (1961), S. 454-474.

nen-Ensembles sucht. Ebenfalls sind die nicht DIN-gerechten Einheiten ( $\text{\AA}$ , Torr, ... ) im Unterricht zu bedenken.

Ansonsten erfüllt der Originalaufsatz eine Reihe didaktischer Funktionen:

- ▶ Kennenlernen von Originalliteratur
- ▶ Erkennen der experimentellen Schwierigkeiten im Kontext der historischen Entwicklung der quantenphysikalischen Experimentiermöglichkeiten
- ▶ Interpretation der Versuchsergebnisse unter dem Aspekt der Differenz zwischen schülergerechter Kurssprache und Physikersprache um 1960 und unter Einschluß der Problematik der möglichen Deutungen innerhalb der Quantenphysik.

**HINWEIS:**

Vorsicht ist beim Umgang mit dem Wellenbegriff im Artikel geboten. Über die Wechselwirkung zwischen Elektronen und Spalt ist keine Aussage möglich. Experimentelle Aussagen werden zunächst nur über eine Vielzahl von Elektronen (Ensemble) gemacht. Aus den Ergebnissen lassen sich die Wahrscheinlichkeitsaussagen gewinnen.

### 2.3. Auswertung des Interferenzbildes

In diesem Unterrichtsabschnitt gilt es nun, das andere Verhalten der Elektronen beim Doppelspaltexperiment hervorzuheben. Dies geschieht zunächst durch den Vergleich mit klassisch beschreibbaren Doppelspaltexperimenten.

#### 2.3.1. Doppelspaltversuch mit klassischen Teilchen

Der Doppelspaltversuch mit klassischen Teilchen wird in vielen Physiklehrbüchern lediglich als *Gedankenexperiment* dargestellt (siehe z. B. KUHN<sup>1</sup> 1976, S. 78-79). Für den Unterricht wäre es aber notwendig, hier ein Realexperiment durchzuführen, das den Schülern das Verhalten eines Ensembles klassischer Teilchen zeigt, ähnlich wie es im Film geschieht.

Die Abb.2.3 zeigt den Entwurf eines möglichen Kugelfallgerätes für den Einfach- und Doppelspaltversuch:

Teilchenensemble aus 10-20 Tausend Kugeln (ca. 2mm im Durchmesser und 2mg schwer)

Fallhöhe: Kugelreservoir - Doppelspalt ca. 100mm; Doppelspalt - Auffangsegmente ca. 200mm

Spaltabstand ca. 40mm und Spaltbreite ca. 13mm

Aus der Anzahl der Kugeln in jedem Auffangsegment können relative Häufigkeiten abgezählt werden.

---

1 KUHN, w.: Physik, Band III E Quantenphysik. Braunschweig 1976.

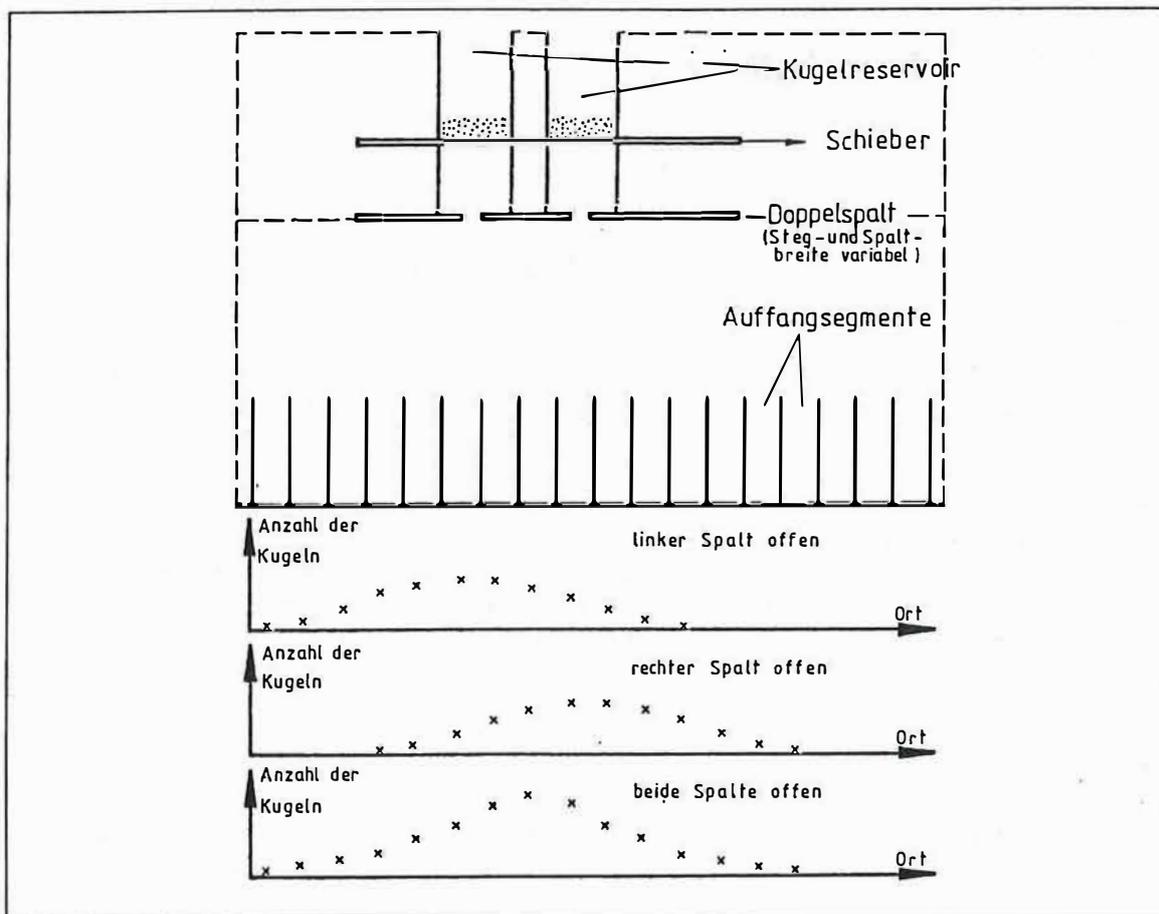


ABB. 2.3: ENTWURF EINES MÖGLICHEN KUGELFALLGERÄTES FÜR DEN EINFACH- UND DOPPELSPALTVERSUCH

Leider bieten die Lehrmittelfirmen solche Versuchsgeräte nicht an (die Galtonbretter für die Wahrscheinlichkeitsrechnung sind nicht geeignet), so daß mit Hilfe von Plexiglas ein solches Gerät zum Beispiel im Rahmen einer Physik-AG gebaut werden müßte. Aus den Versuchsergebnissen wird deutlich, daß sich Elektronen am Doppelspalt anders als klassische Teilchen verhalten.

HINWEIS:

Überschlagsrechnungen für die klassischen Größen (Impuls ... ) ergeben sogar für den Kugelchenversuch eine bessere Präparation der Versuchsanordnung als beim JÖNSSON-Versuch, so daß eine etwaige „schlechte mechanische Nachbildung“ keinen Einfluß auf die Verschiedenartigkeit der Experimente hat.

Bietet sich in der Schule keine Möglichkeit, das Versuchsgerät zu bauen, kann der Versuch mit Hilfe einer Farbsprühdose an einem Doppelspalt aus Pappe durchgeführt werden<sup>1</sup>. Die Häufigkeitsverteilung der Farbtropfchen auf dem Empfangsschirm (z. B. aus Zeichenkarton) ist dann qualitativ abzuschätzen und graphisch darzustellen. Die Anschauung der relativen Häufigkeiten (z. B. durch das

<sup>1</sup> Ausführliche Versuchsanleitung in: SPROCKHOFF, G.: Physikalische Schulversuche. Bd. Struktur der Stoffe. Köln 1980.

Auszählen der Kügelchen in den Segmenten) geht jedoch leider durch diesen Versuchsweg verloren.

### 2.3.2. Doppelspaltversuch mit Wasserwellen

Diese Versuche können mit den in den Physiksammlungen vorhandenen Geräten (z. B. Wellenwanne) durchgeführt werden. Als Detektor zur Bestimmung des Intensitätsmaßes wird ein Papierstreifen in das Becken getaucht. Die Intensität der Welle ist hier im Gegensatz zum Kügelchenversuch (vorheriger Abschnitt) eine stetige Funktion des Ortes. Sind beide Spalte geöffnet, so wird den Schülern bewußt, daß sich nicht die Intensitäten addieren, sondern die von den einzelnen Wellen entstandenen Auslenkungen der Wasseroberfläche (unter Berücksichtigung der Phase).

Inwieweit hier schon mit einer „Wellenfunktion  $\psi$ “ für die Erklärung des Interferenzbildes argumentiert und gerechnet wird, bleibt dem jeweiligen Lehrer überlassen (siehe z. B. KUHN 1976, S. 79).

Bei den Wasserwellen sind die Oszillatoren relativ ortsfest in der Richtung der Energieausbreitung. Diese Tatsache läßt sich leicht mit kleinen Schwimmkörpern auf der Wasseroberfläche demonstrieren. Da die freien Elektronen sich aber vom Spalt zum Schirm fortbewegen, können die Elektronen also auch keine klassischen Wellen sein.

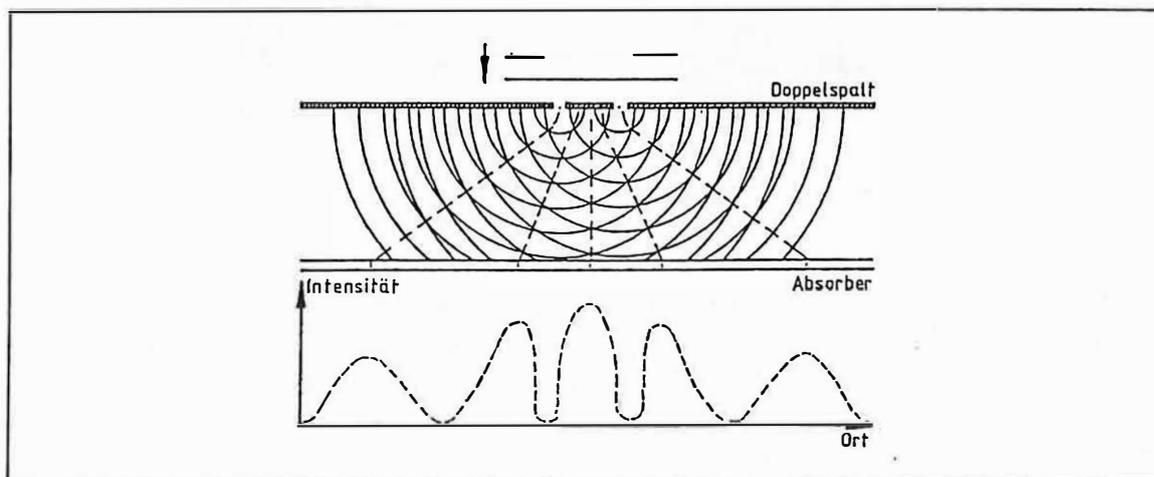


ABB. 2.4: DOPPELSPALTVERSUCH MIT WASSERWELLEN (EBENE WELLEN ODER KREISWELLEN, DA DER EFFEKT UNABHÄNGIG VON DER PRÄPARATION DER WELLEN IST.)

### 2.3.3. Stochastische Deutung

Die bisherigen Versuchsergebnisse zeigen, daß die Elektronen weder klassische Teilchen noch klassische Wellen sind. Es bleibt noch die Situation zu klären mit Hilfe der stochastischen Bilder auf dem Detektor (oder der Photoplatte).

Das Verhalten einzelner Elektronen am Doppelspalt läßt sich nicht mit unseren zur Verfügung stehenden klassischen Hilfsmitteln beschreiben, sondern die Erkenntnisse sind nur aus der Betrachtung von Elektronen-Ensembles zu gewinnen. Auch bei einer Erniedrigung der Leistung der Elektronenquelle (wie im Film demonstriert) sind *viele Elektronen* an der Entstehung der stochastischen Bilder beteiligt. Die scheinbar kontinuierliche Verteilung der Intensität im Interferenzbild, entstanden durch die Elektronenbeugung am Doppelspalt, löst sich in sichtbare Einzeldetektierungen auf dem Schirm (oder der Photoplatte) auf. Eine Wiederholung des Versuchs unter den gleichen Bedingungen ergibt eine andere, scheinbar regellose Verteilung der registrierten Punkte (siehe Abb. 2.5a) und b)).

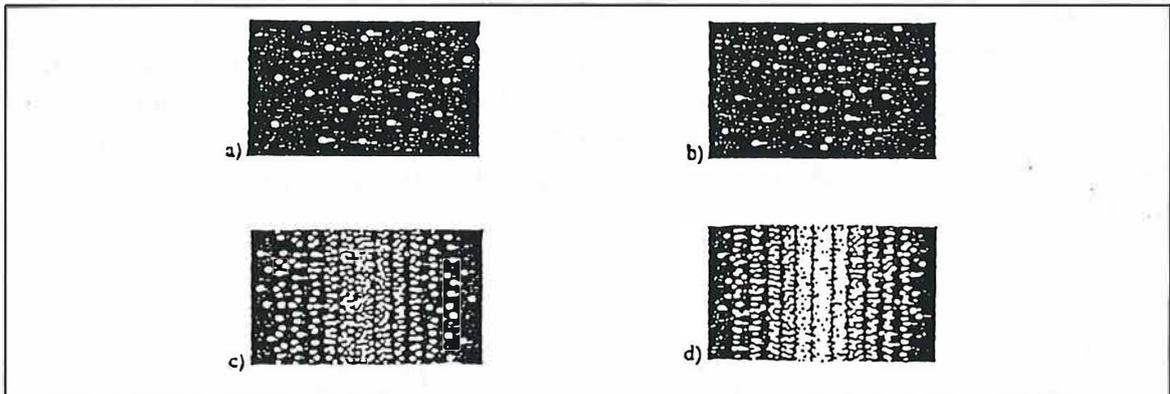


ABB. 2.5: ENTSTEHUNG DES STOCHASTISCHEN BILDES (ENTNOMMEN: BRACHNER/FICHTNER<sup>1</sup> 1980, S. 24)

Bei der Erhöhung der Intensität der Elektronenquelle (oder längerer Belichtungszeit) - siehe Abb. 2.5c) und 2.5d) - verändert sich dann das Bild in Richtung einer kontinuierlichen Intensitätsverteilung. Trotz gleicher Versuchsbedingungen ist also eine Vorhersage für die Lage der Auftreffpunkte der Elektronen auf dem Detektor nicht möglich, nur bei genügend häufiger Wiederholung der Einzelversuche entspricht die Häufigkeit der Detektion einer Verteilungskurve, die der Intensitätsverteilung einer Interferenzfigur von Wellen ähnlich ist.

Jetzt ist auch der Bahnbegriff bei den Elektronen in Frage zu stellen. Auch bei sehr starker Reduzierung der Intensität der Elektronenquelle und genügend langem Registrieren auf dem Detektor baut sich ein „Interferenzbild“ auf. Der Effekt scheint unabhängig von den Versuchsvorbedingungen zu sein. Hier sollte den Schülern bewußt werden, daß eine Beschreibung einzelner Elektronen mit Hilfe von Bahnen zwischen Quelle und Detektor nicht möglich ist, denn wie soll

<sup>1</sup> BRACHNER, A./FICHTNER, R.: Quantenphysik. Hannover 1980.

entschieden werden, durch welche Spaltöffnung die Elektronen jeweils „fliegen“ und an welchen Punkten sie dann „landen“ werden? Woher sollen die Elektronen wissen, ob der andere Spalt jeweils gerade geöffnet oder geschlossen ist?<sup>1</sup>

Zur Unterstützung der Diskussion über das *stochastische Verhalten der Elektronen* können OH-Folien<sup>2</sup> benutzt werden, die in der Addition verschiedener Einzelbilder die Entstehung einer Häufigkeitsverteilung im Sinne einer „Wellenfunktion“ demonstrieren.

HINWEIS:

Inwieweit an dieser Stelle im Unterricht die  $\psi$ -Funktion (eindimensional) eingeführt wird, bleibt dem unterrichtenden Lehrer überlassen, bzw. hängt von der beabsichtigten Erklärung der Energiequantelung im Potentialtopfmodell ab (Bedingungen für „stehende Wellen“ aus der  $\psi$ -Funktion ; siehe 4. Unterrichtsabschnitt).

Bei der Benutzung der  $\psi$ -Funktion ist darauf zu achten, daß im Sinne der Kontinuität des vorliegenden Ansatzes die Ensemble-Deutung beibehalten wird. Daher ist für die  $\psi$ -Funktion eine „quasi-BORNSche-Deutung“ zu bevorzugen:

Das Quadrat der Wellenfunktion ist der Wahrscheinlichkeit proportional, in dem betrachteten Flächenelement des Detektors Elektronen zu finden.  $|\psi|$  selbst ist als Wahrscheinlichkeitsamplitude anzusehen:

Elektronen werden bei einer Messung an Orten mit großer Amplitude häufiger als an Orten mit kleiner Amplitude anzutreffen sein.

---

1 ANMERKUNG: Diese Diskussion sollte mit den Schülern unbedingt geführt werden, um neben der Infragestellung des Bahnbegriffs mit Hilfe der HEISENBERG'schen Unschärferelation (siehe 3. Unterrichtsabschnitt) eine weitere andersartige Infragestellung des Bahnbegriffs zu thematisieren. Dem interessierten Leser seien die entsprechenden Kapitel empfohlen in FEYNMAN, R. W.: Vorlesungen über Physik. Band III Quantenmechanik. München, Wien 1971.

2 Ein Satz mit Kopiervorlagen befindet sich am Ende dieses Unterrichtsabschnitts.

## 2.4. Zusammenfassende Darstellung der Erkenntnisse über Elektronen

Für den Unterricht ist es sinnvoll, die in Abb. 2.6 dargestellte Gegenüberstellung zu verwenden:

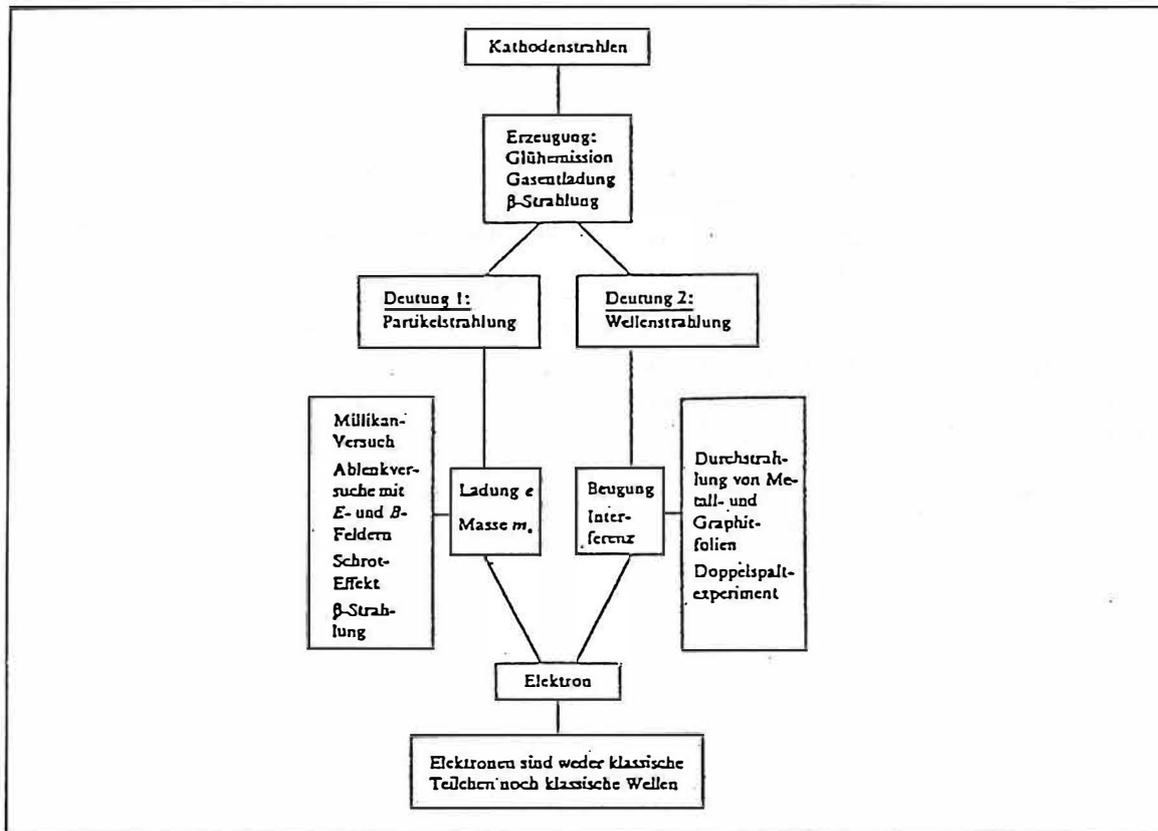


ABB. 2.6: ERKENNTNISSE ÜBER DAS VERHALTEN VON ELEKTRONEN (ENTNOMMEN: BRACHNER/FICHTNER 1980, S. 24)

Da die Elektronen weder als klassische Wellen noch als klassische Teilchen beschreibbar sind, sollte hier die Einführung des Begriffs *Mikroobjekt* oder *Quantenobjekt* erfolgen.

### HINWEIS:

Der Begriff des Quantenobjekts kann auch erst nach der Behandlung der Energiequantelung (siehe 4. Unterrichtsabschnitt) eingeführt werden, so daß zunächst der Mikroobjektbegriff für die neuartige Beschreibung genügen würde.

Zum Abschluß dieses Unterrichtsabschnitts empfiehlt sich noch einmal die thematische Rückkehr zum Beugungsbild der Elektronenbeugungsröhre (siehe 1. Unterrichtsabschnitt). Der stochastische Aufbau des Beugungsbildes wäre bei hinreichend geringer Intensität des Elektronenstrahls bereits dort anzutreffen. Erst die Betrachtung eines genügend großen Elektronen-Ensembles erweckt den Eindruck einer kontinuierlichen Verteilung auf den Ringen.

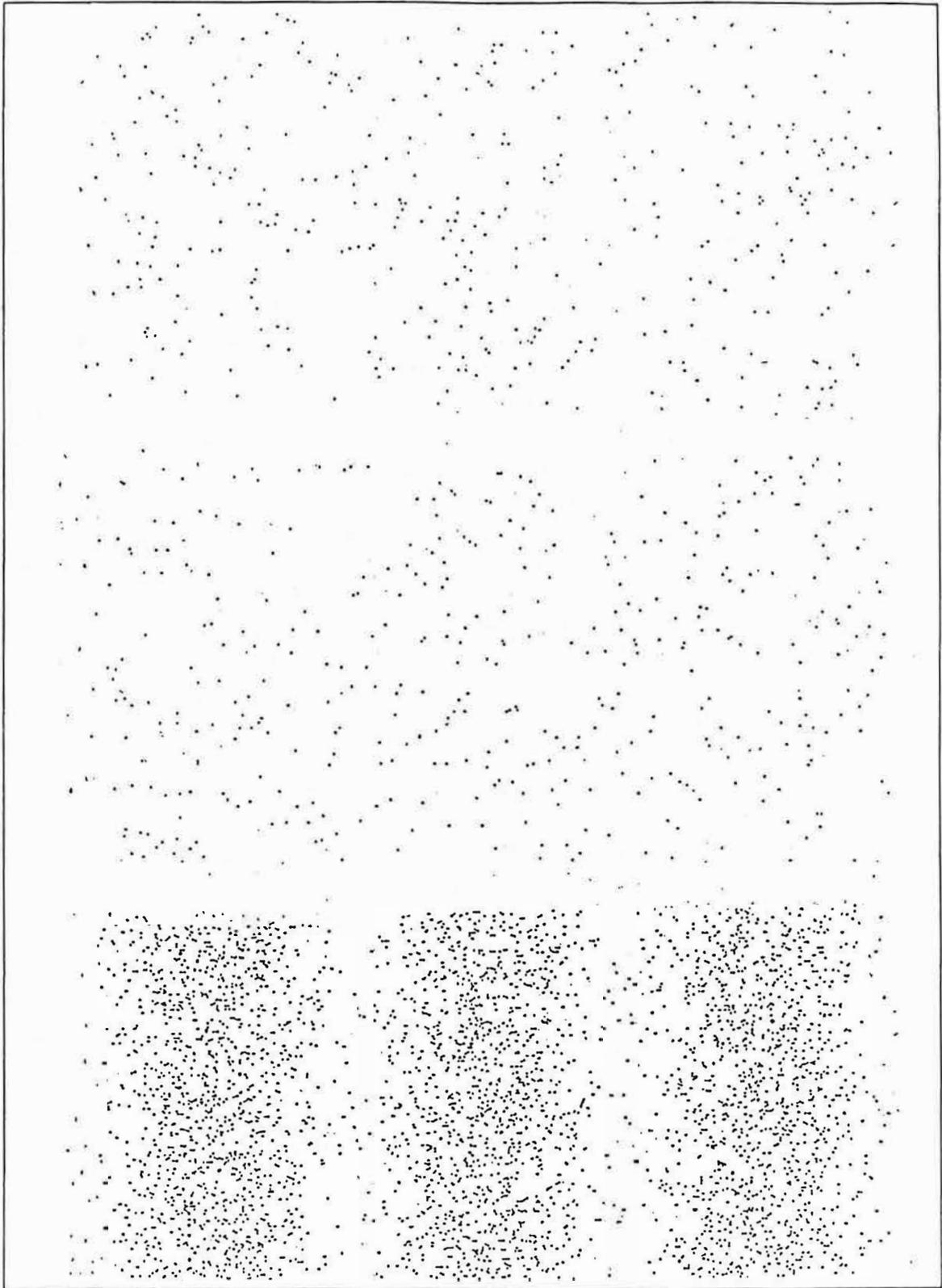


ABB. 2.7: KOPIERVORLAGEN FÜR DIE STOCHASTISCHEN BILDER

### 3. Unterrichtsabschnitt

## Die Heisenbergsche Unschärferelation

### 3.1. Die Heisenbergsche Unschärferelation im Unterricht - Warum?

Der mathematische Formalismus der Quantentheorie ist nach heutigem Kenntnisstand zur umfassenden Beschreibung der Phänomene der Mikrophysik unbedingt erforderlich. Er ist jedoch für den Schulunterricht ungeeignet. Aber die HEISENBERGSche Unschärferelation (im Folgenden HU genannt) ist ein quantenphysikalisches Prinzip, das Schülern durchaus plausibel zu machen ist und das wesentliche Teile der quantenphysikalischen Denkweise enthält. Darüber hinaus wird die HU hier nicht als isolierter Unterrichtsgegenstand abgehandelt, sondern sie wird zum Verständnis des Atombaus herangezogen und ist somit in diesem Unterrichtskonzept über längere Zeit präsent.

Die HU spielt in diesem Lehrgang eine wichtige Rolle. Dies ist der Grund, warum sie hier nicht, wie in manchen Lehrbüchern, am Ende, sondern weit vorn steht. Für den frühen Kontakt mit der HU sprechen auch lernpsychologische Gründe: Die Schüler sollen Gelegenheit erhalten, sich in vielen Beispielen und Anwendungen mit ihr vertraut zu machen und sich damit an die Denkweise der Quantenphysik zu gewöhnen. Sie lernen dann nicht nur die HU kennen, sondern auch Gesetze des Atombaus, die mit den klassischen Begriffen allein nicht verständlich sind.

### 3.2. Die Formulierung der Heisenbergschen Unschärferelation

Wegen der Wichtigkeit der HU für das Verständnis der Quantenphysik muß man ihre Formulierung sehr sorgfältig wählen. Man kann anscheinend ihren Inhalt auch nicht in einem kurzen Merksatz unterbringen; alle Autoren lassen mehr oder weniger umfangreiche Erläuterungen folgen. In der Literatur sind im wesentlichen zwei Arten von Formulierungen zu finden:

- Typ A sagt etwas über die Genauigkeit von Meßprozessen aus (gleichzeitiger Messung von konjugierten Größen).
- Typ B ist eine allgemeine Aussage über Aufenthaltsbereiche und Impulsstreuungen von Mikroobjekten, also ein quantenphysikalisches Prinzip.

Typ A: Eine Darstellung der HU als eine Aussage über Auswirkungen eines Meßprozesses findet man klar und konsequent dargestellt bei HÖFLING, Physik Band II, Teil 3 (Ausgabe 1974: S. 841 ff.). Kernpunkt ist der Satz:

„Wir erkennen ... , daß der Ort und die Geschwindigkeit eines Elektrons nicht gleichzeitig mit beliebiger Genauigkeit gemessen werden können, sondern daß eine Steigerung in der Genauigkeit der Ortsmessung zwangsläufig die Geschwindigkeitsmessung unschärfer werden läßt und umgekehrt.“

Bezeichnenderweise steht der Abschnitt über die HU bei HÖFLING am Ende eines 100 Seiten langen Abschnittes über die „Physik der Atomhüllen“! Es ist nämlich schwer, aus der Aussage über den Meßprozeß einigermaßen überzeugend Aussagen über den Atombau zu konstruieren, es sei denn, man geht einen Schritt weiter und verallgemeinert sie zu einer Formulierung der HU vom Typ B:

Typ B: Es gibt keine Gesamtheit von Quantenobjekten, deren Ortsstreuung  $\overline{\Delta x}$  und deren Impulsstreuung  $\overline{\Delta p_x}$  gleichzeitig beliebig klein sind, vielmehr setzt die Heisenbergsche Unschärferelation  $\overline{\Delta p_x} \cdot \overline{\Delta x} \geq h/4\pi$  der gleichzeitigen Verringerung von  $\overline{\Delta p_x}$  und  $\overline{\Delta x}$  eine prinzipielle Grenze.

Die Formulierung B ist aus mehreren Gründen vorzuziehen:

- ▶ Sie ist allgemeiner als die lediglich auf den Meßprozeß bezogene Formulierung A und enthält diese als Sonderfall: Bei einer Ortsmessung beschränkt der Experimentator den Aufenthaltsraum der Quantenobjekte und gibt damit eine Ortsunschärfe vor. Dies hat nach der HU in der Formulierung B eine Impulsunschärfe zur Folge. Oder: Der Experimentator mißt auf irgendeine Weise den Impuls und gibt damit durch seine Meßanordnung eine Impulsunschärfe vor - er findet eine Unschärfe des Aufenthaltsbereichs der Quantenobjekte.
- ▶ Sie ist eine Grundaussage über die Möglichkeit bzw. Unmöglichkeit gewisser Zustände, in diesem Punkt vergleichbar etwa mit den Hauptsätzen der Thermodynamik.
- ▶ Trotz dieser Allgemeinheit stellt die Formulierung B ein Werkzeug zur Begründung atomphysikalischer Aussagen dar und ist auch unmittelbar anwendbar auf Experimente. So erweist sich die HU als fundamental und praktikabel.
- ▶ Die Formulierung B ist auch eine Konsequenz der didaktischen Entscheidung für die Ensemble-Deutung: Wir suchen Eigenschaften von Gesamtheiten sehr vieler Quantenobjekte.
- ▶ Trotzdem ist die Formulierung B vorsichtig genug, sie ist verträglich mit anderen Deutungen der Quantenphysik, z. B. der Kopenhagener. Vgl. hierzu den 7. Abschnitt „Deutungsprobleme“.

Wesentlich ist, daß  $\overline{\Delta x}$  und  $\overline{\Delta p_x}$  als durchschnittliche Abweichungen von einem Mittelwert aufgefaßt werden, genauer: als Standardabweichungen im Sinne der Statistik (für hinreichend große N).

Ist also  $\bar{x}$  der Mittelwert der Ortskoordinate und  $\overline{p_x}$  der Mittelwert der Impulskoordinate

$$\bar{x} = \frac{\sum_{i=1}^N x_i}{N}$$

$$\overline{p_x} = \frac{\sum_{i=1}^N p_{xi}}{N}$$

so ist mit  $\overline{\Delta x}$  und  $\overline{\Delta p_x}$  gemeint:

$$\overline{\Delta x} = \sigma_x = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^N (x_i - \bar{x})^2}{N}}$$

$$\overline{\Delta p_x} = \sigma_{p_x} = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^N (p_{xi} - \overline{p_x})^2}{N}}$$

Im Unterricht wird man wohl oft bei dem vagen Begriff „durchschnittliche Abweichung“ bleiben müssen, weil die Standardabweichung im Mathematikunterricht erst im 4. Semester vorkommt. Aber der Schaden dürfte nicht allzu groß sein, denn in dem vorliegenden Unterrichtskonzept wird mit den obigen Rechenausdrücken nicht gearbeitet. Wer übrigens bei der Angabe der  $x_i$  und  $p_{xi}$  Probleme sieht - gerade wegen der HU! -, kann eine Menge gleich präparierter Elektronen in zwei Klassen einteilen: Bei der einen Hälfte wird nur der Ort, bei der anderen nur der Impuls gemessen.

Eine stochastische Verteilung der Mikroobjekte auf einer Ortsachse und einer Impulsachse sieht etwa so aus (siehe nächste Seite):

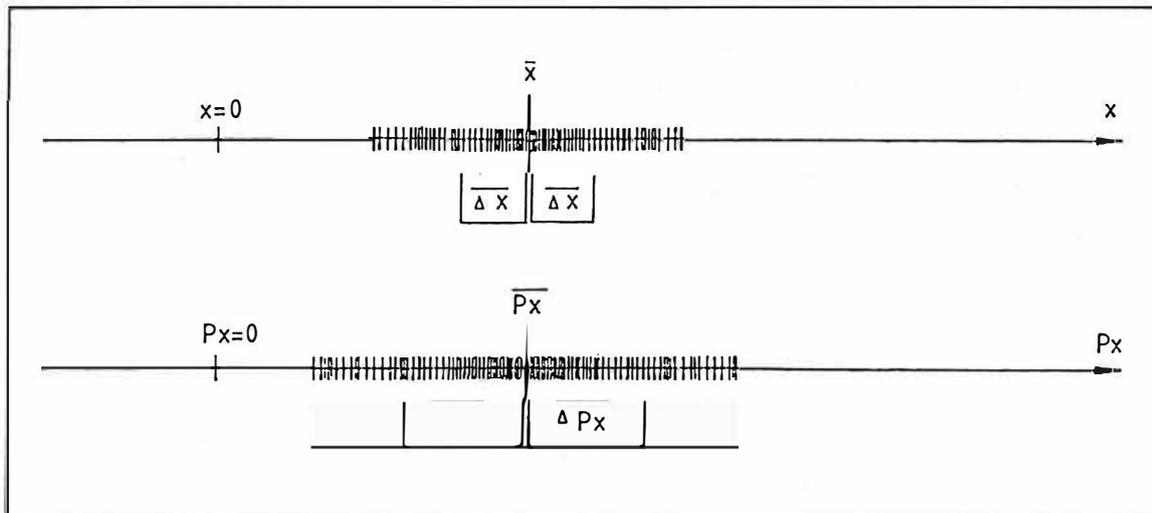


ABB. 3.1: STOCHASTISCHE VERTEILUNG DER MIKROOBJEKTE

Wie ein Blick auf die Skizze zeigt, kann das Streuungsmaß  $\overline{\Delta x}$  beim Einfachspalt nicht die Spaltbreite (oder die halbe Spaltbreite) oder im linearen Potentialtopf nicht dessen Breite sein. Höchstens die Größenordnung von  $\overline{\Delta x}$  erhält man dadurch, büßt aber dabei den Charakter von  $\overline{\Delta x}$  als durchschnittliche Abweichung von einem Mittelwert ein.

Andere Formulierungen der HU vom Typ B sind zum Beispiel die folgenden:

- ▶ „Ort und Impuls von Quantenobjekten seien in  $x$ -Richtung nur mit den Genauigkeiten  $\overline{\Delta x}$  und  $\overline{\Delta p_x}$  bestimmt. Dann gilt  $\overline{\Delta x} \cdot \overline{\Delta p_x} \approx h$ .“ (DORN-BADER: Physik, Oberstufe, Gesamtband 12/13, Hannover 1986, S. 317)
- ▶ „ $\overline{\Delta x} \cdot \overline{\Delta p_x} \geq \hbar$ . Dies ist die HU. Nach ihr können bei den Teilchen der Quantenphysik nicht Ort und Impuls gleichzeitig scharf festgelegt sein.“ (KUHN: Physik, III E Quantenphysik, Braunschweig 1976, S. 110)
- ▶ „Ein über  $\overline{\Delta p_x} \cdot \overline{\Delta x} \geq h/2$  hinausgehender, genauerer Gebrauch der Wörter Ort, Geschwindigkeit ist ebenso inhaltslos wie die Anwendung von Wörtern, deren Sinn nicht definiert worden ist“. (HEISENBERG, zitiert nach BRACHNER-FICHTNER: Quantenmechanik, Hannover 1980, Seite 88).

Einige zusätzliche Zitate zur HU sollen ihren Inhalt erläutern und verdeutlichen. Sie können an passender Stelle auch im Unterricht verwendet werden, sollten aber wegen ihrer Kommentierungsbedürftigkeit nicht ohne Erläuterungen des Lehrers bleiben.

- ▶ „Die Unbestimmtheiten sind innerhalb der Quantenmechanik nicht Grenzen unserer Kenntnis objektiv schärfer bestimmter Größen, sondern Grenzen des Sinns der betreffenden Begriffe“. (C. F. v. WEIZSÄCKER, zitiert nach SCHWABER, Didaktik und Quantenphysik, Frankfurt/Bern 1980, S. 76)

- ▶ „Die Anwendbarkeit der Begriffe Ort und Impuls auf die Gegenstände der Natur wird durch die Unbestimmtheitsrelation quantitativ begrenzt. Begriffe wie Ort und Impuls passen also gar nicht genau auf die Natur.“ (HEISENBERG, zitiert nach SCHWANEBERG, s. o. S. 76)
- ▶ „Es gibt im Quantenbereich keine Gesamtheiten, in denen der Impuls und die Koordinaten der Teilchen gleichzeitig einen genau bestimmten Wert besitzen.“ (BLOCHINZEW, Grundlagen der Quantenmechanik, Thun und Frankfurt am Main, 1985, S. 51)
- ▶ „In der Quantenmechanik gibt es keine Zustände, in denen Ort und Impuls zugleich existieren, also muß es unmöglich sein, sie in Einklang mit den Gesetzen der Quantenmechanik zu messen.“ (C. F. v. WEIZSÄCKER, zitiert nach SCHWANEBERG, s. o., S. 228)

### 3.3. Hinführung zur Heisenbergschen Unschärferelation

In der Quantenmechanik wird die HU als eine Folge der Vertauschungsrelation entwickelt und ergibt sich somit auf streng deduktivem Weg. Eine solche Herleitung ist im Schulunterricht natürlich nicht möglich.

#### 3.3.1 Zwei herkömmliche Begründungen der HU

Statt dessen versucht man oft, die HU für ein geeignetes Beispiel herzuleiten. Dafür wird in vielen Schulbüchern die Elektronenbeugung am Einfachspalt als Gedankenversuch durchgeführt:

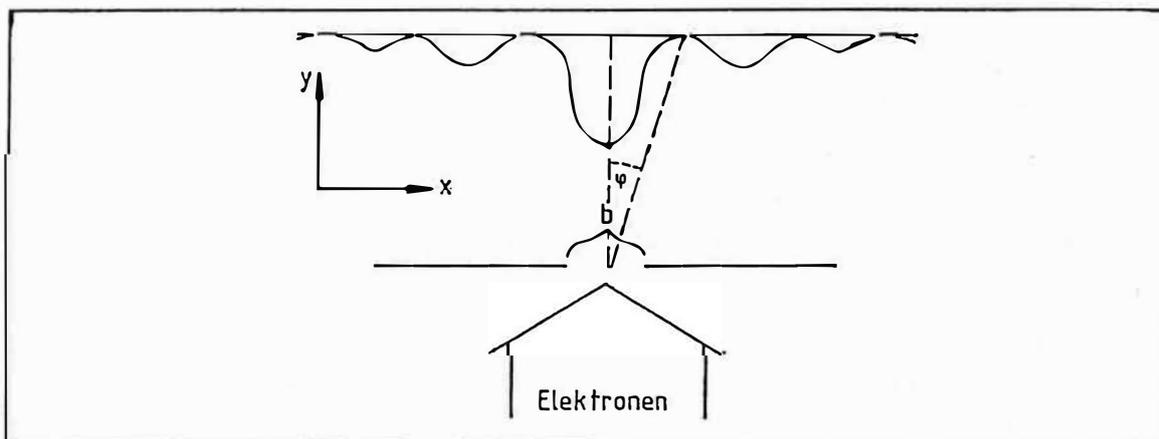


ABB. 3.2: ELEKTRONENBEUGUNG AM EINFACHSPALT

Für den Elektronenstrahl mit dem Impuls  $p = p_y$  ist durch den Spalt eine Unschärfe der Ortskoordinate gegeben:  $\Delta x = b$ . Wie bei Licht entsteht auf dem Bildschirm eine Interferenzfigur, deren 1. Minimum bei dem Winkel  $\varphi$  mit

$\sin \varphi = \lambda / b$  liegt. Weil die Elektronen durch den Einfachspalt eingengt sind, haben sie Querimpulse, die stochastisch verteilt sind. Ihr Mittelwert  $\overline{\Delta p_x}$  wird aus dem 1. Minimum der Beugungsfigur berechnet. Aus  $\sin \varphi \approx \tan \varphi$ ,  $\tan \varphi = \overline{\Delta p_x} / p$  und der DE BROGLIE-Beziehung  $p \cdot \lambda = h$  entsteht dann  $\overline{\Delta x} \cdot \overline{\Delta p_x} \approx h$ , was als HU bezeichnet wird.

Zu dieser Herleitung einige Bemerkungen:

- ▶ Die Wahl des 1. Minimums zur Bestimmung der Impulsstreuung muß willkürlich erscheinen.
- ▶ Es entsteht die HU in der Form  $\overline{\Delta x} \cdot \overline{\Delta p_x} \approx h$  und nicht  $\overline{\Delta x} \cdot \overline{\Delta p_x} \geq h/4\pi$ . Die Konstante ist also um den Faktor  $4\pi$  zu groß, und das richtige Relationszeichen entsteht auch nicht.
- ▶ Der Charakter von  $\overline{\Delta x}$  als Streuung geht bei  $\overline{\Delta x} = b$  verloren.
- ▶ Die Gleichung  $\sin \varphi = \lambda / b$  für das 1. Minimum dürfte den Schülern in der Regel nicht bekannt sein.

Eine andere verbreitete Herleitung benutzt die  $\psi$ -Funktion und in irgendeiner Form die FOURIER-Analyse. Dabei werden Elektronen durch reelle klassische Wellen beschrieben, mit Wellenlänge und Schwingungsdauer. Hierfür gibt es keine experimentellen Belege, und die theoretische Quantenphysik kennt diesen Ansatz ebenfalls nicht, die Wellenfunktion  $\psi$  ist nämlich komplexwertig.

Auch wenn sie so genannt werden, sind diese Überlegungen keine Herleitungen der HU. Wir verzichten in diesem Unterrichtskonzept auf eine Herleitung und ersetzen sie durch eine lediglich qualitative Argumentation mit anschließender Lehrerinformation.

### 3.3.2. Ein Vorschlag für die Einführung der HU im Unterricht

Ausgangspunkt sollte eine Erinnerung an die BRAGG-Reflexion und den Doppelspalt-Versuch mit Elektronen sein. Wichtig ist vor allem: Die beobachteten Interferenzfiguren sind die gleichen wie bei klassischen Wellen.

In der Annahme, daß diese Analogie auch beim Einfachspalt besteht, wird sie dorthin übertragen: Ein Spalt, der von klassischen ebenen Wellen getroffen wird, erzeugt keinen scharfen Schatten, sondern die Wellen breiten sich auch seitlich aus. Diese seitliche Aufweitung ist umso stärker, je enger der Spalt ist. Eine Wiederholung des entsprechenden Versuchs mit der Wellenwanne oder dem Laserstrahl kann die Erinnerung stützen. Treffen nun Elektronen auf den Spalt, so kommt es auf dem Bildschirm zu einer Elektronenverteilung wie bei klassischen Wellen (siehe ABB. 3.3).

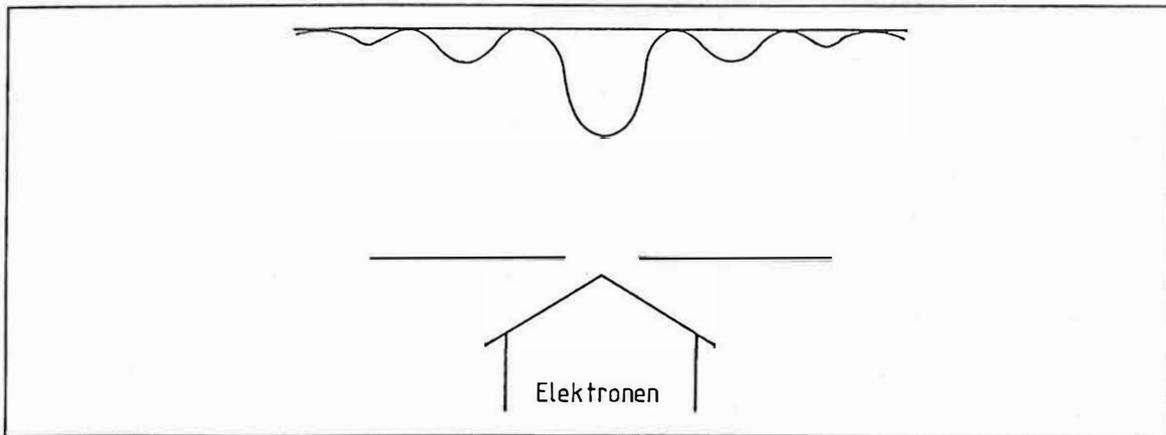


ABB. 3.3: ELEKTRONENVERTEILUNG

Nach dem Durchgang durch den Spalt haben die Elektronen also einen Impuls quer zur ursprünglichen Bewegungsrichtung. Der Mittelwert ist nach wie vor Null, aber es gibt jetzt eine von Null verschiedene Impulsstreuung  $\overline{\Delta p_x}$ .

Diesem Analogieschluß folgen Lehrerinformationen: Die je-desto-Beziehung wird durch eine antiproportionale präzisiert. Die beiden Größen, die in Beziehung gesetzt werden, sind die Streuung der Ortskoordinate im Spalt mit einem Mittelwert, z. B.  $\bar{x} = 0$ , und die Streuung des stochastisch verteilten Querimpulses um den Mittelwert  $\overline{p_x} = 0$ . Das konstante Produkt dieser antiproportionalen Zuordnung ist  $h/4\pi$ , wobei  $h$  dieselbe Konstante wie bei der BRAGGreflexion der Elektronen an der Graphitfolie ist. Und das Gleichheitszeichen wird durch  $\geq$  ersetzt.

Dieser Weg dürfte ehrlicher sein als eine „Herleitung“, die nicht überzeugt, oder eine, die kaum verständlich ist.

### 3.4. Die Heisenbergsche Unschärferelation

Das Ergebnis der Überlegung für den Einfachspalt muß in zwei Richtungen verallgemeinert werden:

- ▶ Es gilt für jegliche Beschränkung des Aufenthaltsbereichs von Elektronen, sei es durch materielle Berandungen, sei es durch elektrische Felder.
- ▶ Es gilt nicht nur für Elektronen, sondern auch für Protonen, Neutronen, Sandkörner, ...

Dies kann nur eine Information durch den Lehrer sein, eine Begründung ist auch hier nicht möglich.

HEISENBERGSche Unschärferelation (1927):

Es gibt keine Gesamtheit von Quantenobjekten, deren Ortsstreuung  $\overline{\Delta x}$  und deren Impulsstreuung  $\overline{\Delta p_x}$  gleichzeitig beliebig klein sind, vielmehr setzt die Relation  $\overline{\Delta x} \cdot \overline{\Delta p_x} \geq h/4\pi$  der gleichzeitigen Verringerung von  $\overline{\Delta p_x}$  und  $\overline{\Delta x}$  eine prinzipielle Grenze.

Sollte die traditionelle Herleitung der HU mit Hilfe der Überlegung und Rechnung am Einfachspalt, wie sie in 3.1. skizziert ist, gewählt worden sein, so muß spätestens an dieser Stelle deutlich gemacht werden, daß dies kein **B e w e i s** für die HU war, sondern ein **B e i s p i e l**, eine Erläuterung.

Der prinzipielle Charakter der HU kann durch Vergleich mit den Erhaltungssätzen und mit den Hauptsätzen der Wärmelehre verdeutlicht werden. Es gibt bis heute kein Experiment, das der HU widerspricht.

Als Erläuterung können hier oder später die Zitate aus dem Abschnitt 3.2. verwendet werden.

### 3.5. Beispiele und Anwendungen der Heisenbergschen Unschärferelation

#### 3.5.1 Einfachspalt

Dieses Beispiel wurde für den Fall  $\overline{\Delta x} \rightarrow 0$  bei der Hinführung zur HU schon benutzt. Nützlich kann die Diskussion von  $\overline{\Delta p_x} \rightarrow 0$  sein: Will man möglichst wenig von dem ursprünglich scharfen Impuls  $p_x = 0$  abweichen, so muß die Ortsstreuung und damit die Spaltbreite möglichst groß sein.

Ortsstreuung und Impulsstreuung können je für sich beliebig klein sein, die jeweils andere Größe wird dann beliebig groß.

Interessant ist auch die Anwendung der HU in Flugrichtung, d. h. für die y-Komponente. Elektronenquelle und Bildschirm sind in diesem Fall sehr weit voneinander entfernt, die Elektronen sind mit gleicher Wahrscheinlichkeit an jeder Stelle dazwischen, also ist  $\overline{\Delta y}$  sehr groß. Die HU verlangt dann keine merkliche Impulsunschärfe  $\overline{\Delta p_y}$ , die Elektronen können praktisch alle den gleichen Impuls  $p_y$  haben.

### 3.5.2 Messungen

Will man etwa die Breite eines Elektronenstrahls und gleichzeitig seine Divergenz (seinen Querimpuls) messen, so kann man ihn durch einen Spalt eingrenzen (Ortsmessung) und den Durchmesser eines Leuchtflecks auf dem Bildschirm messen (Impulsmessung). Durch immer kleinere Spaltbreiten kann man die Ortsmessung immer genauer machen. Aber dadurch wird die Impulsunschärfe wegen der immer stärkeren Aufweitung des Elektronenstrahls immer größer, in Übereinstimmung mit der HU.

Bei der Ortsmessung an makroskopischen Körpern merkt man hiervon nichts, weil  $\Delta x$  so groß und  $h$  so klein ist. Dies bedeutet, daß bei großen Massen  $\Delta v$  verschwindend klein ist. Eine Rechenaufgabe (mit Sandkörnern, Stahlkugeln, ...) kann dies verdeutlichen.

Wichtig ist, daß der Eindruck vermieden wird, die HU hätte etwas mit Meßfehlern zu tun, wie sie die Schüler kennen. Vielmehr ist es *p r i n z i p i e l l* unmöglich, Ort und Impuls eines Objektes zugleich beliebig genau zu messen.

### 3.5.3 Elektronenbahnen in der Mikrophysik?

Bereits im Doppelspalt-Experiment mit Elektronen gab es keine klassischen Bahnen. Man kann ehrlicherweise nur sagen, daß die Elektronen das Doppelspaltsystem passieren und auf dem Schirm ankommen. Über das, was dazwischen geschieht, gibt es keine experimentell überprüfbaren Aussagen, und klassische Bahnen widersprechen dem Versuchsergebnis.

Für die Bahnen von Objekten muß es irgendwelche physikalischen Gründe geben: Felder, die die Objekte auf diese Bahn zwingen, Spaltbacken, die eine Öffnung frei lassen, oder Ähnliches. Dadurch entsteht ein Durchlaßbereich. Nach der HU ist dies mit einem Querimpuls verbunden, der die Objekte in andere Richtungen als die ursprüngliche lenkt. Die Bahn wirft die Objekte aus der Bahn! Und das umso mehr, je schmaler die Bahn ist! Damit ist der Bahnbegriff in der Mikrophysik nicht haltbar.

### 3.5.4 Elektronenbahnen in der Fernsehröhre!

Die Öffnung der Anode hat die Größenordnung 0,1 mm, dies ist so groß, daß eine vernachlässigbar kleine Impulsunschärfe entsteht, wie die folgende Rechnung zeigt: Für  $d = 0,1 \text{ mm}$  ist  $\overline{\Delta x}$  gewiß kleiner als dieser Wert. Für eine Abschätzung rechnen wir aber mit 0,1 mm. Der Querimpuls hat den Mittelwert 0 und die Unschärfe  $\overline{\Delta p_x} \geq h/(4\pi \cdot \overline{\Delta x}) = 5 \cdot 10^{-31} \text{ Ns}$ . Falls die Beschleunigungsspannung 10 kV beträgt, ist der Impuls in Flugrichtung  $p_y = (2 \cdot e \cdot m \cdot U)^{\frac{1}{2}} = 5 \cdot 10^{-23} \text{ Ns}$ , und falls die Länge der Röhre 0,5 m beträgt, wird die durchschnittliche Verbreiterung des Leuchtpunkts auf dem Bildschirm  $l \cdot \overline{\Delta p_x}/p_y = 5 \cdot 10^{-9} \text{ m}$ . Das merkt der Fernsehzuschauer nicht. Die klassische Behandlung ist nach wie vor richtig. Das gleiche gilt für den Versuch mit dem Fadenstrahlrohr, mit dem im vorangegangenen Unterricht  $e/m$  bestimmt worden ist.

Im makroskopischen Bereich bleibt trotz HU alles beim alten.

### 3.5.5 Elektronenbahnen in Atomen?

Für Elektronen in Atomen ist der Ort auf einen Bereich von der Größenordnung  $10^{-10} \text{ m}$  festgelegt. Die Ortsunschärfe der Elektronen ist sicher kleiner als dieser Wert. Damit ergibt sich für die Impulsunschärfe mindestens  $\overline{\Delta p_x} = h/(4\pi \overline{\Delta x}) = 6 \cdot 10^{-25} \text{ Ns}$  und für die Unschärfe der Geschwindigkeit mindestens  $\overline{\Delta v_x} = \overline{\Delta p_x}/m = 7 \cdot 10^5 \text{ m/s}$ .

Die Elektronen müssen sich also sehr schnell quer zu einer angeblichen Bahn bewegen, das verträgt sich aber nicht mit der Vorstellung von einer Bahn. Noch krasser wird die Unmöglichkeit der BOHRschen Bahnen, wenn man bedenkt, was scharfe Bahnen bedeuten:  $\overline{\Delta r} = 0$  und  $\overline{\Delta p_r} = 0$ !

Daher bieten wir das BOHRsche Atommodell in unserem Unterrichtskonzept als Erklärungshilfe nicht an. Weil die meisten Schüler dieses Atommodell kennen, wird man natürlich darauf eingehen müssen, schließlich war es eine der bedeutenden Ideen in der Geschichte der Physik.

### 3.5.6 Lokalisationsenergie

Irgendwelchen Objekten stehe ein begrenzter Raum zur Verfügung, sei es durch materielle Berandungen, sei es durch Kraftfelder. Die Ortsunschärfe kann dann nicht unendlich groß sein, sie muß einen endlichen Wert haben. Nach der HU ist es dann nicht möglich, daß die Objekte dauernd in Ruhe sind, sondern ihr Impuls schwankt um den Mittelwert 0 mit einer Impulsstreuung, die ungleich 0 ist.

Bewegte Objekte haben Energie; also ergibt sich allein aus der Begrenzung des Aufenthaltsbereichs der Besitz von kinetischer Energie. Sie heißt Lokalisationsenergie.

Sie darf nicht mit der inneren Energie, die den Schülern aus der kinetischen Gastheorie bekannt ist, verwechselt werden! Auch am absoluten Nullpunkt ist diese Energie vorhanden und heißt deshalb auch Nullpunktsenergie.

### *3.5.7. Stabilität der Atome*

Eine wichtige Folgerung aus der HU ist die Stabilität der Atome. Wegen der elektrostatischen Anziehung sollten die Elektronen in kürzester Zeit in ihren Atomkern stürzen. Da die Elektronen im Atom sind, sind sie in Bewegung und haben Energie: Lokalisationsenergie. Sie liefert ein Argument für den Bestand der Atome (siehe 4. Unterrichtsabschnitt).

## 4. Unterrichtsabschnitt

### Energiequantelung im Atom

#### Didaktische Vorbemerkung

Seit dem 2. Unterrichtsabschnitt über „Elektronenbeugung“ haben die Schüler kein reales Experiment erlebt. Das ist ein relativ langer Zeitraum. Wer deswegen Bedenken hat, mit theoretischen Überlegungen fortzufahren - besonders in Grundkursen ist das möglicherweise der Fall -, kann an dieser Stelle den FRANCK-HERTZ-Versuch einfügen.

Das Ergebnis des FRANCK-HERTZ-Versuchs ist: Atome können nur bestimmte Energiemengen aufnehmen. Der Schritt zu der Hypothese, die Atome selbst seien nur diskreter Energiewerte fähig, ist dann nicht mehr weit. Hier setzt dann eine theoretische Erklärung ein, wie sie im folgenden beschrieben wird. Sie eröffnet den Zugang zur Energiequantelung über einen Vergleich mit der Intensitätsverteilung bei stehenden Wellen.

#### 4.1. Einführung des Potentialtopfs

Unterrichtsgegenstand sollen Atome sein. Eine wesentliche Eigenschaft von Atomen ist, daß sie Elektronen enthalten. Eine grobe modellhafte Beschreibung ist dann ein Kasten, in dem sich Elektronen aufhalten und dessen Wände undurchdringlich für Elektronen sind<sup>1</sup>. Dem wirklichen Atom und dem Kasten ist eines gemeinsam: Die Lokalisierung der Elektronen - einmal durch das elektrische Feld und zum anderen durch den Rand des Kastens. Zunächst wird der eindimensionale Fall betrachtet.

So etwa könnte man auch Schülern gegenüber die Behandlung des linearen Potentialtopfs begründen.

#### 4.2. Die Elektronenverteilung im eindimensionalen Potentialtopf

Zur Beschreibung der *E l e k t r o n e n v e r t e i l u n g* in dem Kasten greifen wir auf Bewährtes zurück: Elektronen sind zwar keine klassischen Wellen, aber die Elektronendichte ist bei den bisher behandelten Versuchen die gleiche wie die Intensitätsverteilung bei der Interferenz von klassischen Wellen. In unserem

---

1 Ein Ersatz des Potentialtopfs mit unendlich hohen Wänden durch einen mit endlich hohen Wänden wäre nützlich. Er kommt nämlich dem realen Atom näher und würde das Verständnis des  $\alpha$ -Zerfalls (Tunneleffekt!) erleichtern. Eine fachlich und didaktisch vertretbare Behandlung, die den vorgesehenen Rahmen berücksichtigt, ist uns nicht bekannt.

Fall kommen wegen der Begrenzungen zum Vergleich nur die Intensitätsverteilungen von stehenden Wellen in Frage.

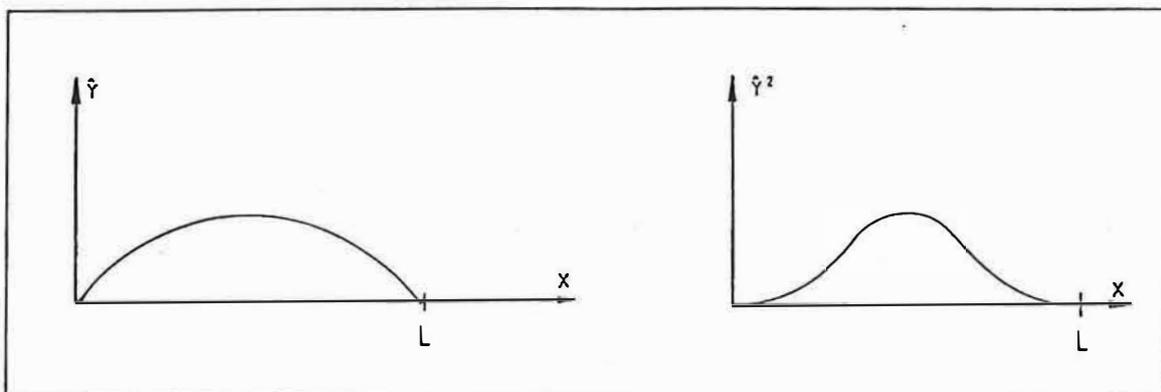


ABB 4.1 A) UND B) KLASSISCHE STEHENDE WELLE, Z. B. SCHALL, SEIL ( $\hat{\psi}$ : AMPLITUDE)

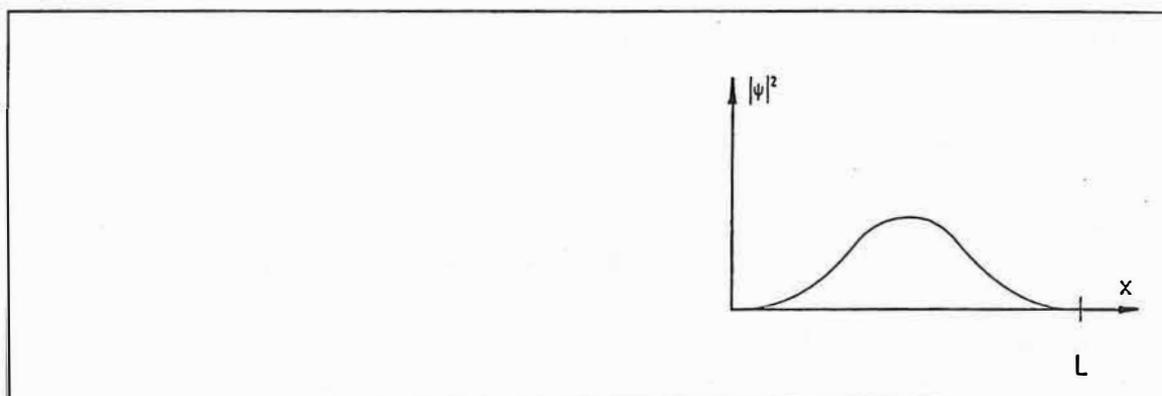


ABB 4.2: ELEKTRONEN

Es ist übrigens nicht erforderlich, das Symbol  $\psi$  im Unterricht explizit zu verwenden. Es geht um Aufenthaltswahrscheinlichkeiten für Elektronen, statt  $|\psi|^2$  kann man also „Elektronendichte“ schreiben.

Außerhalb des Kastens ist die Aufenthaltswahrscheinlichkeit für die Elektronen sicher Null. Das wird auch in den Randpunkten so sein, deshalb sind dort Knoten, keine Bäuche.

Die Aufenthaltswahrscheinlichkeit für Elektronen ist also in der Mitte am größten, sie nimmt nach außen nach einer  $\sin^2$ -Funktion ab.

Denkbar sind auch Elektronenverteilungen mit mehr als zwei Knoten. Sie entsprechen den Intensitätsverteilungen bei den Eigenschwingungen eines Seils. Diesen Elektronenverteilungen werden die Zahlen 1, 2, 3, ... zugeordnet, die den Schülern möglicherweise aus dem Chemieunterricht bekannten QUANTENZAHLEN.  $n = 1$  heißt Grundzustand.

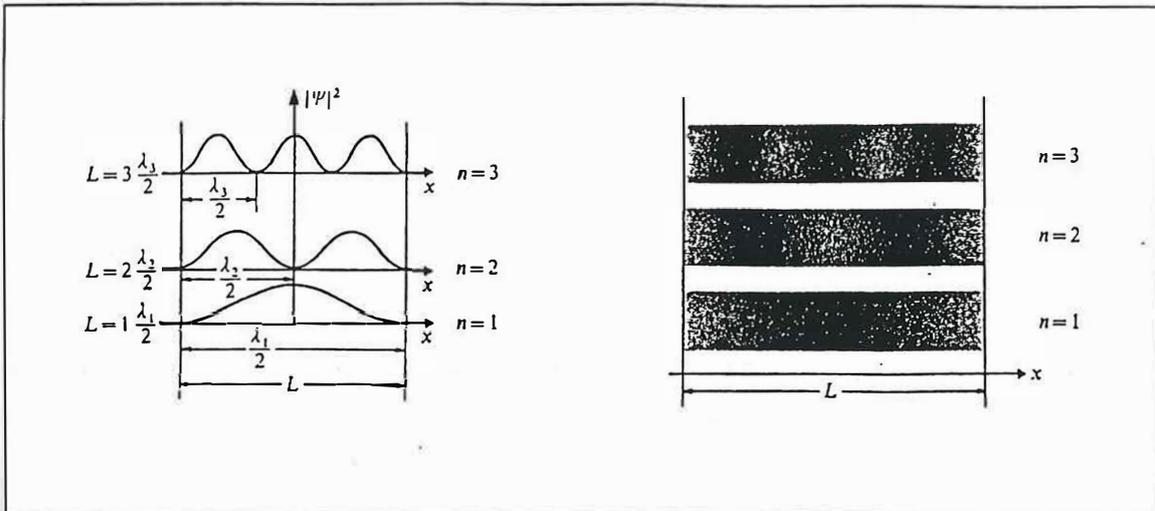


ABB 4.3: ELEKTRONENVERTEILUNG IM POTENTIALTOPF (ENTNOMMEN: DORN-BADER: PHYSIK, GESAMTBAND 12/13, NEUBEARBEITUNG, HANNOVER 1986)

Im rechten Bild sind die verschiedenen Antreffwahrscheinlichkeiten für Elektronen durch verschieden starke Tönungen dargestellt.

Bitte aber keine *mechanischen Anschauungshilfen* verwenden, da sonst unnötig mechanistische Vorstellungen bei den Schülern aktiviert würden. Statt der „Wellenamplituden“ von mechanischen Wellen sollte die Intensität bzw. die Wahrscheinlichkeitsdichte über dem Ort aufgetragen werden.

Jede Messung zur experimentellen Bestätigung dieser Elektronenverteilungen würde den vorhandenen Zustand zerstören, ist also nur einmal möglich. Man nimmt daher in vielen gleichen Potentialtöpfen oder nacheinander im selben Potentialtopf Ortsmessungen der Elektronen vor und trägt die Stelle, an der man das Elektron angetroffen hat, jeweils in *einen* Potentialtopf ein. Auf diese Weise kann man den stochastischen Charakter der gezeichneten Elektronenverteilungen verstehen.

### 4.3. Die Energie von Elektronen im eindimensionalen Potentialtopf

Die kinetische Energie eines klassischen Teilchens ist

$$W = p^2 / (2 \cdot m) ,$$

und wir nehmen an, daß diese Gleichung auch für Elektronen im Potentialtopf gilt<sup>1</sup>.

1 Gegen diesen Ansatz gibt es einen fachlichen Einwand: Energie und Impuls von Elektronen im Potentialtopf erscheinen in dieser elementaren Rechnung als gleichzeitig scharfe Werte, was wegen der Nichtvertauschbarkeit von Impuls- und Energieoperator im allgemeinen nicht zulässig ist.

Ferner benutzen wir die DE BROGLIE-Beziehung

$$p = h / \lambda$$

und erhalten durch Einsetzen

$$W = h^2 / (2 \cdot m \cdot \lambda^2) .$$

Dabei ist wie bei dem Versuch mit der Elektronenbeugungsröhre  $\lambda$  die Wellenlänge der Welle, die ein Interferenzbild erzeugt, das der Elektronenverteilung entspricht. Für diese Wellenlänge sind nur diskrete Werte möglich:

$$L = n \cdot \lambda_n / 2 \quad (n = 1, 2, \dots) ,$$

wobei L die Länge des Potentialtopfs ist. Setzt man dies in die Gleichung für W ein, so entsteht

$$W_n = h^2 \cdot n^2 / (8 \cdot m \cdot L^2) .$$

n ist wieder die Quantenzahl, die die Elektronenverteilung charakterisiert. Da n mindestens 1 ist, ergibt sich die Existenz einer Mindestenergie; dies stimmt überein mit der Folgerung aus der HU (siehe 3.5.6.).

Elektronen im Potentialtopf können also nur diskrete Energiewerte besitzen. Zwischenwerte sind nicht möglich.

#### 4.4. Vergleich mit der klassischen Physik

Man sollte den Unterschied der Mikrophysik zur klassischen Physik noch einmal deutlich machen. In der klassischen Physik kann das Elektron jede beliebige Bewegungsenergie haben. Es wird mit konstanter Geschwindigkeit zwischen den Wänden hin- und herpendeln und ist überall mit der gleichen Wahrscheinlichkeit anzutreffen. Wenn man die Ergebnisse des Elektronenbeugungsversuchs an der Graphitfolie und des Versuchs von JÖNSSON ernst nimmt, indem man sie auf den Potentialtopf anwendet, ergibt sich aber - wie oben gezeigt - eine ungleichmäßige Elektronenverteilung. Man kann sie sich anschaulich nicht mehr vorstellen. Daß das Elektron nie in den Knoten, oft in den Bäuchen ist, wirkt besonders paradox, wenn man am klassischen Bahnbegriff hängt. Unsere an der Makrophysik orientierten Begriffe passen teilweise nicht auf die Atome - diesen Schock können wir Schülern nicht ersparen.

Man kann ausrechnen, warum wir von den merkwürdigen Gesetzen der Quantenwelt normalerweise nichts feststellen: Für Elektronen in einem Kasten von  $1 \mu\text{m}$  Länge wird aus der Gleichung für  $W_n$ :

$$W_n = 6 \cdot 10^{-26} \text{J} \cdot n^2 = 3,8 \cdot 10^{-7} \text{eV} \cdot n^2 .$$

Um eine makroskopisch meßbare Energie zu erhalten, muß die Quantenzahl  $n$  sehr groß sein. Die Energieportion  $6 \cdot 10^{-26} \text{J}$  ist so klein, daß man die quantenhafte Struktur dann nicht mehr erkennen kann, erst recht nicht bei schwereren Objekten in größeren Kästen. Hier zeigt sich das gleiche wie bei der HU (siehe Abschnitt 3.5.4.): Elektronen erweisen sich erst bei Beschränkung des Aufenthaltsbereichs auf k l e i n e Bereiche als Quantenobjekte.

#### 4.5. Der räumliche Potentialtopf

Die Ergebnisse für den linearen Potentialtopf lassen sich beim dreidimensionalen Fall anwenden, indem der räumliche als dreifacher linearer Potentialtopf, nämlich längs jeder Koordinatenachse, aufgefaßt wird. Es gibt also z. B. die folgenden Elektronenverteilungen:

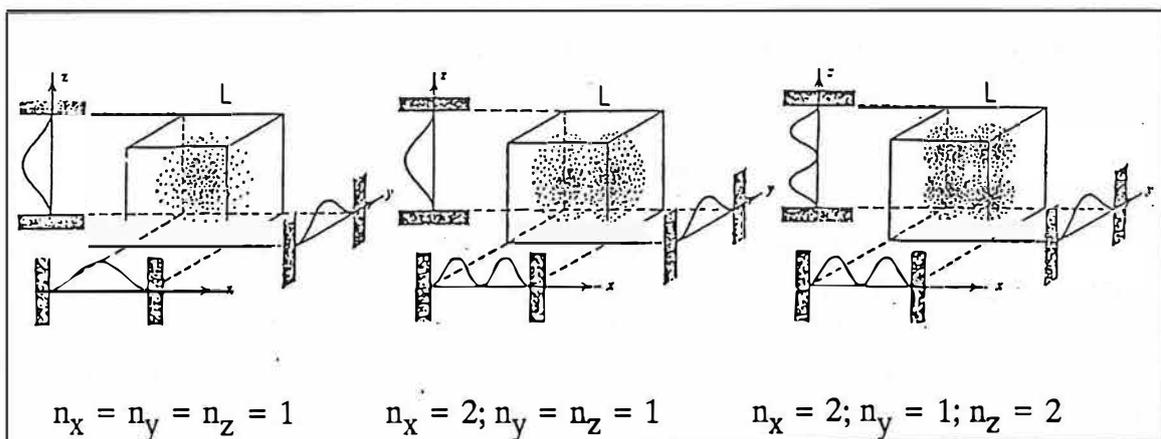


ABB. 4.4 (ENTNOMMEN: BRACHNER, A./FICHTNER, R.: QUANTENMECHANIK, HANNOVER 1980)

Die Bilder werden bei den Schülern Erinnerungen an den Chemieunterricht mit seinen Orbitalmodellen hervorrufen. So ist der Zusammenhang zwischen dem Modell des Potentialtopfes und der Betrachtung atomarer Größen hergestellt.

Die Energie wird ähnlich wie beim linearen Potentialtopf berechnet:

$$W = \frac{p^2}{2 \cdot m} = \frac{p_x^2 + p_y^2 + p_z^2}{2 \cdot m} \quad p_x = \frac{h}{\lambda_x} = \frac{h}{2 \cdot L} \cdot n_x$$

(  $p_y, p_z$  entsprechend )

$$W = \frac{h^2}{8 \cdot m \cdot L^2} \cdot (n_x^2 + n_y^2 + n_z^2)$$

Falls  $n_x = n_y = n_z$ , gilt:

$$W = \frac{3}{8} \cdot \frac{h^2}{m \cdot L^2} \cdot n^2$$

Wir erhalten hier wieder das wichtige Ergebnis:

Ist der Aufenthaltsbereich von Elektronen beschränkt, so ist ihre Energie gequantelt.

Prinzipiell das gleiche gilt natürlich auch für andere Objekte.

#### 4.6. Das Atommodell der Quantenphysik

Wegen der elektrostatischen Anziehung bindet der Atomkern die Elektronen an sich. Die Voraussetzungen des vorigen Abschnitts bestehen zwar nicht genau - es gibt ja keine scharfe Grenze für die Elektronen -, aber die Ergebnisse über die *Elektronenverteilung* treffen dennoch zu. Atome sind demnach keine scharf berandeten Kugeln, und Kreisbahnen entsprechend den Planetenbahnen gibt es ebenfalls nicht, es gibt nur Aufenthaltswahrscheinlichkeiten.

Auch die Aussage über die Energiequantelung gilt für Atome.

Zu dieser (kinetischen) Energie kommt noch potentielle Energie hinzu. Die Gesamtenergie ist dann negativ, aber immer gequantelt. Bei Wasserstoff gilt:

$$W_n \sim -1/n^2,$$

d. h., wie im Potentialtopf nimmt die Energie mit wachsender Quantenzahl  $n$  zu, jedoch nicht so stark. Man kann anschließend das Energieniveauschema für Wasserstoff und auch für andere Atome erläutern und die Begriffe Grundzustand, Anregungsenergie und Ionisierungsenergie diskutieren.

Für Grundkurse wird diese Beschränkung auf das Wesentliche genügen müssen. Für Leistungskurse empfehlen sich quantitative Abschätzungen (siehe Abschnitt 4.7.).

## 4.7. Energiezustände des Wasserstoffatoms

Zur Entwicklung von Vorstellungen über atomare Energiezustände wird das Wasserstoffatom „betrachtet“, da es die einfachste Elektron-Kern-Beziehung aufweist (nur ein Elektron in Kernnähe). Die Energieabschätzungen werden zunächst für ein Atom mit Hilfe der bisherigen Erkenntnisse über den Potentialtopf durchgeführt.

### 4.7.1. Allgemeine Herleitung

Mit der Annahme größter Symmetrie des zu betrachtenden Wasserstoffatoms ergibt sich für den dreidimensionalen Potentialtopf mit  $n_x = n_y = n_z = n$  folgendes:

$$W_n = 3 \cdot h^2 \cdot n^2 / (8 \cdot m \cdot L^2) \quad \text{mit der QUANTENZAHL } n \in \mathbb{N}$$

Diese Form beschreibt mögliche *kinetische Energiezustände* von Elektronen in unserem angenommenen dreidimensionalen Potentialkasten der Größe  $L^3$ . Dies ist eine grobe Vereinfachung der Gestalt eines Wasserstoffatoms, soll an dieser Stelle aber zur Abschätzung genügen.

Gleichzeitig ist aber die *potentielle Energie* abzuschätzen, die durch das elektrische Feld zwischen Elektron und Proton hervorgerufen wird:

$$W_p = \int_{L/2}^{\infty} F \, dr = -e^2 / (2 \cdot \pi \cdot \epsilon_0 \cdot L),$$

wobei  $F = -e^2 / (4\pi \cdot \epsilon_0 \cdot r^2)$  (Proton  $-e$ ; Elektron  $e$ ;  $\epsilon_r = 1$ )  
mit folgenden Annahmen:

Das Proton befindet sich im Diagonalschnittpunkt des Potentialkastens, und das elektrische Feld ist radialsymmetrisch, der Potentialbezugspunkt wird im Unendlichen angenommen. Die Annahme von  $L/2$  als Integrationsgrenze bedeutet, daß der Aufenthalt der Elektronen sich jeweils auf die Kugeloberfläche einer Kugel mit dem Radius  $L/2$  im Potentialkasten der Länge  $L$  beschränken würde. Natürlich ist die Wahrscheinlichkeitsverteilung für die Elektronen eine andere als die hier angenommene, aber für die Schüler wird dieser Weg des „Herantastens“ an die potentielle Energie der Elektronen im „Wasserstoffatom-Potentialtopf“ verständlicher sein als die für die Schüler scheinbar „hervorgezauberten“ Integrationsgrenzen aus Annahmen über den Ort der größten Aufenthaltswahrscheinlichkeiten, so wie es manche Schulbuchautoren zur Verbesserung der quantitativen Energiewerte tun.

Durch die hier vorgenommene Beschränkung auf  $L/2$  ist der Betrag der potentiellen Energie der Elektronen zu klein. Der Betrag würde größer werden, wenn man die Integrationsgrenze jeweils näher zum Kern hin verschieben würde. Somit wird der Gesamtenergiewert zu groß (dem Betrage nach zu klein), die Größenordnung im „eV-Bereich“ bleibt jedoch wegen der mit den Lösungen der SCHRÖDINGER-Gleichung übereinstimmenden Konstanten erhalten.

Diese Annahmen sind mit den Schülern ausführlich zu diskutieren, um ihnen die Einschränkungen bei der Verwendung von Modellen zu verdeutlichen.

Die Gesamtenergie  $W_{Gn}$  ergibt sich durch Addition beider Energien: <sup>1</sup>

$$W_{Gn} = \frac{3 \cdot h^2 \cdot n^2}{8 \cdot m \cdot L^2} - \frac{e^2}{2 \cdot \pi \cdot \epsilon_0 \cdot L}$$

$$= \frac{B \cdot n^2}{L^2} - \frac{A}{L} \quad \text{mit} \quad B = \frac{3 \cdot h^2}{8 \cdot m} \quad \text{und} \quad A = \frac{e^2}{2 \cdot \pi \cdot \epsilon_0}$$

Stabile Energiezustände liegen dann vor, wenn die Energie ein Minimum einnimmt:

$$\frac{dW_{Gn}}{dL} = -\frac{2 \cdot B \cdot n^2}{L^3} + \frac{A}{L^2} = 0$$

Daraus folgt  $L = \frac{2 \cdot B}{A} \cdot n^2$

und  $W_{Gn} = \frac{A^2}{4 \cdot B \cdot n^2} - \frac{A^2}{2 \cdot B \cdot n^2} = -\frac{A^2}{4 \cdot B} \cdot \frac{1}{n^2}$

Hier zeigt sich, daß die Quantelung der Energiezustände erhalten geblieben ist. Im Grundzustand (Quantenzahl  $n=1$ ) wird der niedrigste Energiewert (negativer Wert !) eingenommen. Die Gesamtenergie  $W_{Gn}$  ist proportional zu  $-1/n^2$ , was sich wie folgt als Diagramm darstellen läßt:

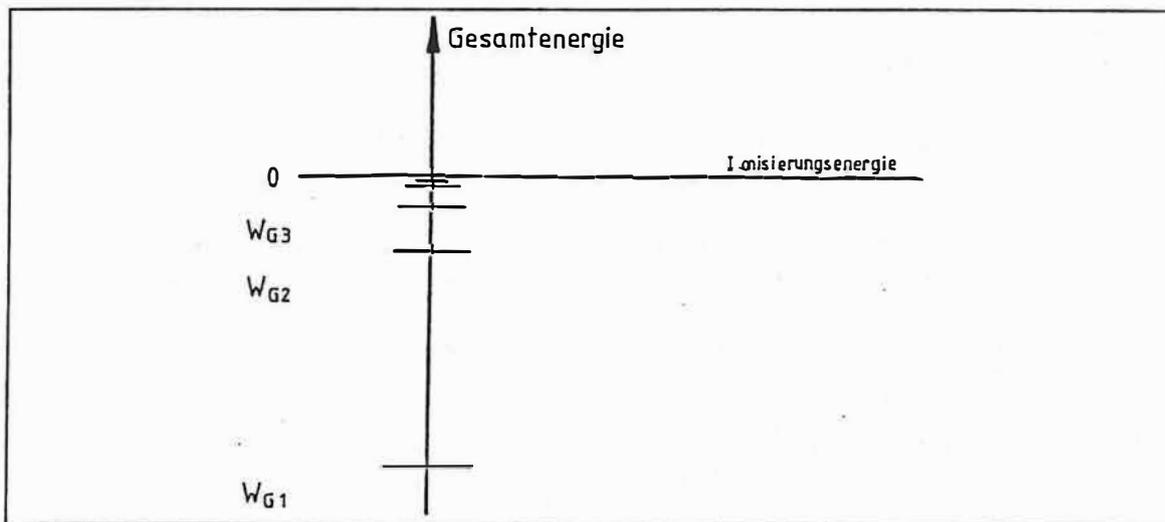


ABB. 4.5: ENERGIENIVEAUSCHEMA

Die Abb. 4.5 zeigt ein Beispiel eines Energieniveauschemas, das künftig als „VISITENKARTE DER ATOME“ benutzt werden soll.

<sup>1</sup> Quantenphysikalisch ist diese Form der Addition nicht zulässig. Erneute Verweisung auf die Fußnote im Kapitel 4.3..

#### 4.7.2. Energieberechnungen (Wasserstoffatom)

Durch das Einsetzen der Werte für A und B (siehe vorangegangenes Kapitel) ergibt sich folgendes:

$$W_{Gn} = - \frac{m \cdot e^4}{6 \cdot \epsilon_0^2 \cdot h^2 \cdot \pi^2} \cdot \frac{1}{n^2}$$

$$W_{G1} = - 1,8 \text{ eV} \quad (\text{Literaturwert: } -13,6 \text{ eV})$$

$$W_{G2} = - 0,45 \text{ eV} \quad (\text{Literaturwert: } - 3,4 \text{ eV})$$

usw.

Der Unterschied zwischen den hier berechneten Werten und den in der Literatur angegebenen Werten läßt sich durch die im Kapitel 4.7.1. gemachten Annahmen (z.B. radialsymmetrisches Feld im Kastenpotentialtopf) erklären. Dafür konnte in diesem Ansatz aber auf eine Ortsabschätzung der Elektronen innerhalb des Potentialtopfes als Ausgangspunkt zur Berechnung der potentiellen Energie (siehe z.B. DORN/BADER: Physik Oberstufe, Bd.A. Hannover 1977, S. 80) verzichtet werden. Für den Schulunterricht (sowohl im Grund- als auch im Leistungskurs) sollte diese Abschätzung aber genügen, zumal die genaueren Berechnungen nur aus den Lösungen der SCHRÖDINGER-Gleichung zu erhalten sind.

#### 4.7.3. Größenabschätzung (Wasserstoffatom)

Bei der Herleitung der stabilen Energiezustände (siehe Kapitel 4.7.1.) ergibt sich folgende Beziehung für die Ausdehnung L, die zur tiefsten Energie führt:

$$L = 2 \cdot B \cdot n^2 / A = \frac{3}{2} \cdot \frac{h^2 \cdot \epsilon_0 \cdot \pi}{m \cdot e^2} \cdot n^2$$

$$L \approx 7,8 \cdot 10^{-10} \text{ m} \quad (\text{für den Grundzustand mit } n=1)$$

Dieser Wert gibt die *Ausdehnung* des Wasserstoffatoms im Grundzustand an. Sie ist durch die Größe des Potentialtopfes gegeben. Dieses ist zugleich der Aufenthaltsbereich des Elektrons mit der Statistik der Aufenthaltswahrscheinlichkeit. Die in Maßtabellen angegebenen „Atomdurchmesser“ entsprechen in den Größenordnungen den hier ermittelten Werten.

#### HINWEIS

Ohne Benutzung des Bahnbegriffs und der BOHRschen Postulate und unter Beachtung der HEISENBERGschen Unschärferelation sind die Energien und die Größenordnung des H-Atoms ermittelt worden. Für andere Atome ist ein entsprechender Weg zu wählen, wobei dieser mit den mathematischen Hilfsmitteln in der Schule im allgemeinen nicht zu bewältigen ist.

## 5. Unterrichtsabschnitt

### Franck-Hertz-Versuch und Spektraluntersuchungen

#### 5.1. Kenntnisse aus Abschnitt 4:

Das Wasserstoffatom besitzt gequantelte Energiezustände. Daraus wird verallgemeinert:

Alle Atome besitzen *diskrete* Energien, sind also nur in bestimmten Energiezuständen anzutreffen.

#### 5.2. Franck-Hertz-Versuch als Bestätigung für die Energiequantelung

##### 5.2.1. Durchführung des Versuchs

###### 5.2.1.1. Versuch mit Quecksilber

Durchführung in üblicher Weise entsprechend der Geräte- und Versuchsbeschreibung der Herstellerfirma. Die graphische Darstellung der Funktion  $I=f(U)$  ergibt eine Kurve mit einem Abstand der Maxima von 4,9 V (I: Auffängerstromstärke, U: Anodenspannung).

###### 5.2.1.2. Versuch mit Neon

Durchführung entsprechend der Geräte- und Versuchsbeschreibung (z. B. NEVA). Der Vorteil des Versuchs mit Neon ist, daß das Absinken des Auffängerstroms von der Entstehung einer Leuchterscheinung begleitet ist. Diese kann aber nur von jeweils einem Schüler, am besten mit einer Lupe, beobachtet werden. Mit einem Spektroskop kann anhand der Farben der ungefähre Wellenlängenbereich bestimmt werden. Ein Vergleich mit dem Term-Schema von Neon zeigt, daß die Linien nicht Übergängen in den Grundzustand entsprechen können, sondern daß es weitere Übergänge mit kürzeren, nicht sichtbaren Wellenlängen geben muß.

###### 5.2.1.3. Versuch mit einer Neon-Quecksilber-Mischung

Durchführung entsprechend der Geräte- und Versuchsbeschreibung (NEVA). Bei dieser Röhre ist es möglich, mit zunehmender Beschleunigungsspannung das Auftreten einiger (mit dem Spektroskop feststellbarer) Quecksilber- und Neon-Linien zu beobachten. Einige Anregungen sind von einem Abfall des Auffängerstromes begleitet.

### 5.2.2. Deutungen im Unterricht

Die beschleunigten Elektronen verlieren bei einer bestimmten Mindestenergie (Mindestgeschwindigkeit) ihre gesamte kinetische Energie. Diese Energie wird an die Atome des Füllgases abgegeben, die in einen höheren Energiezustand übergehen. Beim zweiten Maximum ist die für die Anregung der Atome notwendige Energie wieder erreicht.

Die angeregten Atome geben ihre Energie in Form von Licht wieder ab. Für Hg wird eine (mit schulischen Mitteln nicht zeigbare) Strahlung mit der Wellenlänge 253,6 nm beobachtet. Die entsprechende Frequenz steht mit der aus der Elektronenbeugung bekannten Konstanten  $h$  und dem gemessenen Wert  $\Delta W$  in folgender Beziehung:

$$\Delta W = h \cdot f$$

Die von den Elektronen den Hg-Atomen übertragenden Energien  $\Delta W$  werden also von den Hg-Atomen wieder als Licht mit den Energieportionen  $h \cdot f$  abgegeben.

Bei Neon ist der Abstand der Maxima etwa 20 V. Mit dem über die spektroskopische Betrachtung geschätzten Wert  $f$  ergibt sich für  $h \cdot f$  ein wesentlich kleinerer Wert als das gemessene  $\Delta W$ . Es muß also weitere Übergänge geben, die nicht sichtbar sind (vgl. Term-Schema von Neon in der Gerätekarte von NEVA).

### 5.2.3. Historisches zum Franck-Hertz-Versuch

Ein Einblick in die Originalarbeiten ist evtl. auch für die Schüler interessant. Es muß hier aber darauf hingewiesen werden, daß FRANCK und HERTZ ihre Versuche nicht zur Bestätigung der Energiequantelung durchgeführt haben. Es handelt sich um die folgenden Veröffentlichungen:

FRANCK, J./HERTZ, G.:

- (1) Über Zusammenstöße zwischen Elektronen und den Molekülen des Quecksilberdampfes und die Ionisierungsspannung desselben. In: Verhandlungen der DPG 16(1914), S. 457-467.
- (2) Über die Erregung der Quecksilberresonanzlinie 253,6  $\mu\mu$  durch Elektronenstöße. In: Verhandlungen der DPG 16(1914), S. 512-517.
- (3) Über Kinetik von Elektronen und Ionen in Gasen. In: Physikalische Zeitschrift XVII(1916), S. 409-416 (1. Teil), S. 430-440.

FRANCK und HERTZ führten ihre Versuche mit Hg in einer langen Reihe von Untersuchungen zur Bestimmung der Ionisierungsenergie verschiedener Gase durch. Sie waren daher auch bei Hg der Meinung, die Ionisierungsspannung gefunden zu haben. Im Rahmen dieser Deutung ist ihr Text sehr anschaulich ( (1), S. 461):

*„Es ist folgender Verlauf zu erwarten: Solange die beschleunigende Spannung kleiner ist als die verzögernde, ist der Strom Null. Dann wird er ansteigen, bis die beschleunigende Spannung gleich der Ionisierungsspannung geworden ist. In diesem Augenblick werden die Elektronen in der Nähe des Drahtnetzes unelastische Stöße erleiden und dabei ionisieren. Da sie selbst und die bei der Ionisation befreiten Elektronen bis zum Durchtritt durch das Drahtnetz nur noch eine sehr geringe Spannung durchlaufen, so treten sie ohne merkliche Geschwindigkeit durch das Drahtnetz hindurch und sind nicht imstande, gegen das verzögernde Feld anzulaufen. Der Galvanometerstrom wird daher auf Null abfallen, sobald die beschleunigende Spannung größer geworden ist, als die Ionisierungsspannung. Steigert man die beschleunigende Spannung weiter, so rückt die Stelle, an der die Elektronen unelastische Stöße erleiden, vom Drahtnetz nach innen. Die nach dem unelastischen Zusammenstoß vorhandenen Elektronen durchlaufen also auf dem Wege zum Drahtnetz eine Spannung, welche gleich der Differenz der beschleunigenden Spannung und der Ionisierungsspannung ist. Sobald diese Differenz größer geworden ist, als die konstante verzögernde Spannung zwischen N und G, können wieder Elektronen gegen das verzögernde Feld anlaufen und der Galvanometerstrom steigt wieder an.“ (N: Netzförmige Anode, G: Elektrode mit der Gegenspannung).*

Bereits in der Arbeit (1) vermuten sie, daß es auch möglich ist, „die Resultate durch die Annahme zu deuten, daß das stoßende Elektron seine Energie in Lichtstrahlung der Wellenlänge 253,6 nm umsetzt, sobald seine Energie den entsprechenden Betrag  $h \cdot f$  erreicht hat, ohne daß dabei Ionisation auftreten müßte“ ((1), S. 465). Dies entspräche „durchaus der Quantentheorie, denn nach dieser Theorie soll den Schwingungen der Elektronen im Atom Energie nicht in beliebigen Beträgen, sondern nur in bestimmten Quanten zugeführt werden können“ ((2), S. 512). Mit dem Hinweis auf Versuche, die bewiesen, „daß in jedem Quecksilberatom ein schwingungsfähiges Elektron mit der der Wellenlänge 253,6 nm entsprechenden Frequenz vorhanden ist“ ( (2), S. 512), zeigen sie, daß das Produkt  $h \cdot f$  gut mit der Energie übereinstimmt, die ein Elektron besitzt, das die gemessenen 4,9 Volt durchlaufen hat. Die dem mit der Frequenz  $f$  schwingenden Elektron übertragene Energie  $h \cdot f$  wird als Lichtstrahlung mit der Frequenz  $f$  wieder abgegeben. Die Strahlung wurde kurze Zeit nach dem in (1) beschriebenen Versuch gefunden. (Die dem damaligen Kenntnisstand entsprechende Beschreibung von schwingenden Elektronen ist in vielen Schülervorstellungen vom Atom enthalten. Eine Auseinandersetzung mit diesen Vorstellungen ist daher angebracht.)

Die von den beschleunigten Elektronen übertragene Energie wird nach FRANCK/HERTZ also zum einen Teil zur Ionisation benutzt, zum anderen Teil als Licht ausgestrahlt. Auch in den zusammenfassenden Artikeln (3) von 1916 ist vom BOHRschen Modell nicht die Rede.

### 5.3. Termschema, Emissionsspektren

Durch feinere Untersuchungen kann man weitere Energiestufen des Hg-Atoms und anderer Atome feststellen. Diese Stufen können in einem (Energie-) Term-Schema veranschaulicht werden. Übereinstimmung mit der Theorie (s. Punkt 1). Die Energieaufnahmen und -abgaben bei den FRANCK-HERTZ-Versuchen können wie folgt dargestellt werden:

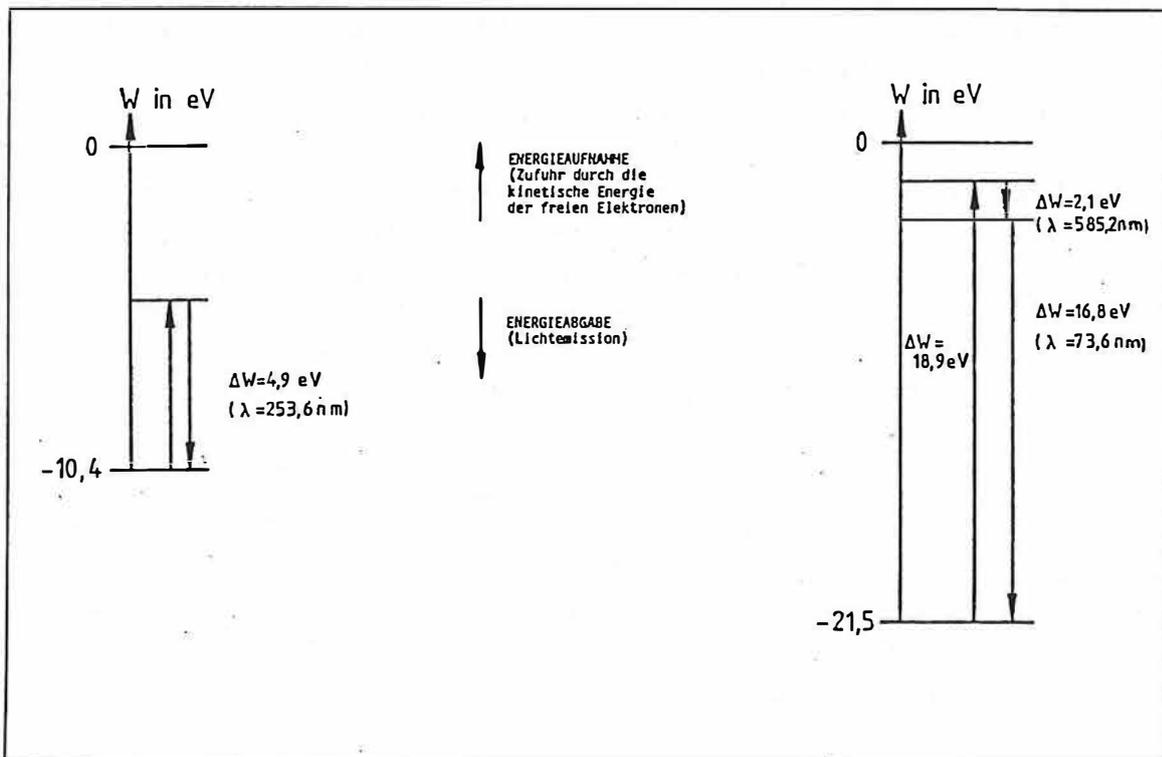


ABB.5.1: VEREINFACHTE ENERGIELEVELDARSTELLUNGEN FÜR Hg UND Ne

Die Term-Schemata sollten als charakteristische „Visitenkarten“ der betreffenden Elemente bezeichnet werden.

Experimentelle Untersuchung von Spektren elektrisch angeregter Atome: Demonstration und Messung.

#### 5.4. Absorption, Ionisierung

Die Gleichung  $\Delta W = h \cdot f$  von rechts nach links gelesen, beschreibt den Vorgang, daß Licht mit der Frequenz  $f$  den Energiezustand der Atome verändert: Absorptionsspektren.

Die Übergänge in niedrigere Energiezustände geschehen wieder durch Aussendung von Strahlung. In dem Falle, daß die Frequenzen von anregender und ausgesandter Strahlung übereinstimmen, liegt „Resonanzfluoreszenz“ vor.

Demonstrationsversuch: Na-Dampf wird mit Hg- und Na-Lampe bestrahlt (statt der Hg-Lampe reicht auch eine Glühlampe). Beobachtung senkrecht zur Strahlrichtung und in Strahlrichtung. Beobachtung des Spektrums einer Glühlampe nach dem Durchlaufen des Na-Dampfes: Absorptionslinie.

Mögliche Beschreibungsweise für die Absorption: Die für die Anregung der Atome benötigten Energiebeträge  $\Delta W$  werden vom Licht als Energiequanten  $h \cdot f$  geliefert. Nur solche Energiequanten können von den Atomen aufgenommen werden, die in das Termschema „passen“.

Wichtig (vor allem für die Betrachtung des Photoeffekts) ist eine Überlegung zur Ionisierung: Bei einer bestimmten Frequenz ist über  $\Delta W = h \cdot f$  die mit  $h \cdot f$  zugeführte Energie gleich der Ionisierungsenergie. Ist  $h \cdot f$  größer, bleibt noch etwas übrig für die kinetische Energie der Elektronen.

## 6. Unterrichtsabschnitt

### Photonen

Die Schüler wurden bei der Behandlung des FRANCK-HERTZ-Versuchs und der Resonanzfluoreszenz auf die Quantenstruktur des Lichts vorbereitet. Die Aufnahme des Energiequants  $\Delta W$  führt zur Anregung des Atoms. Geht das Atom wieder in seinen Grundzustand über, so wird Licht emittiert. An einem Ensemble gleichartig angeregter Atome ist dabei im allgemeinen ein Linienspektrum zu beobachten, dessen minimale Wellenlänge  $\lambda = h \cdot c / \Delta W$  beträgt. Lernerstrebend wirkt dabei, daß - im Gegensatz zu Elektronen - als eine Größe der klassischen Wellenlehre begriffen wird, als Wellenlänge eines dreidimensionalen vektoriiellen Wellenfeldes (was auch immer die Schüler sich darunter vorstellen mögen). Die Hälfte der Wellenlänge wird bei stehenden Wellen für die Schüler konkret, egal ob es sich um Wasserwellen oder Lichtwellen der klassischen Wellenoptik handelt.  $\lambda/2$  ist der Abstand benachbarter Knoten.

Ähnlich wie bei der Untersuchung des Quantenobjekts *Elektron* muß beim Quantenobjekt *Photon* vermieden werden, den Eindruck des Vermischens zweier komplementärer klassischer Konzepte zu erwecken - also nicht „sowohl als auch“, sondern „weder noch“.

Ein weiteres lernpsychologisches Hemmnis besteht darin, daß die Wellenoptik erst vor relativ kurzer Zeit (E-Phase, PH-3) erarbeitet wurde und sie in ihrer mathematischen Formulierung für die Schüler sicherlich nicht einfach war (weshalb schon wieder umlernen?).

Als letztes sei auf einen Konflikt hingewiesen, den der Photonenimpuls mit sich bringt, insbesondere in Grundkursen. Die Masse im Produkt  $p = m \cdot v$  wird als Ruhmasse und die Wellenlänge in  $p = h/\lambda$  wird als klassische Größe aufgefaßt. Die Ablenkung von Licht in starken Gravitationsfeldern ist für etliche Schüler der experimentelle Beleg für die Existenz (ruhe?) massenbehafteter Lichtteilchen.

Das Kapitel gliedert sich in die Abschnitte

- ▶ Photonenenergie (äußerer Photoeffekt)
- ▶ Stochastischer Charakter (TAYLOR-Experiment)
- ▶ Photonenimpuls (COMPTON-Effekt)

Mit dieser Reihenfolge wird unmittelbar an das vorangegangene Kapitel angeknüpft. Auf die Resonanzfluoreszenz müßten Experimente zur Photoionisation von Gasen folgen, was aber experimentell schwierig ist. Stattdessen werden Festkörper untersucht, um den energetischen Aspekt des Quantenobjekts *Photon* zu charakterisieren. Der stochastische Charakter wird dem TAYLOR-Experiment entnommen und unterstreicht die Analogie zu Elektronen. Die Erkenntnis, daß ruhemassenlose Quantenobjekte auch noch einen Impuls haben können, vermittelt zum Abschluß des Kapitels der COMPTON-Effekt.

## 6.1. Kenntnisse aus den Abschnitten 2 und 5:

Elektronenbeugung am Doppelspalt, DE BROGLIE-Wellenlänge,  $\Delta W = h \cdot f$ ,  
(LK: spezielle Relativitätstheorie)

## 6.2. Äußerer Photoeffekt

### 6.2.1. Durchführung des Versuchs

Auf die Präsentation dieses Standardversuchs muß hier nicht näher eingegangen werden. Man sollte aber auch in Grundkursen die quantitative Variante anstreben. Wie weiter unten ausgeführt wird, ist es sinnvoll, auch die Meßgenauigkeit zu behandeln.

### 6.2.2. Auswertung im Unterricht

Aus der Diskussion des empirisch ermittelten Zusammenhangs zwischen der Frequenz des einfallenden Lichts und der Gegenspannung für die stromlose Situation gelangt man zu der bekannten Aufspaltung der Energieportion  $h \cdot f$  in kinetische Energie der ausgelösten Elektronen und Austrittsarbeit zum Verlassen des Festkörpers.

Wie SIMONSOHN<sup>1</sup> zeigt, muß dieses Resultat nicht zwangsläufig zur Postulierung von Photonen führen. Es ist kein „Beweis“ für die Quantenstruktur des Lichts! Man kommt mit dem Modell der Wechselwirkung zwischen klassischem Strahlungsfeld und gequantelter Materie aus. Dieser störungstheoretische Ansatz kann in der Schule nicht verfolgt werden, ebenso wie die korrekte Behandlung von Photonen im Rahmen der Quantenfeldtheorie der Universität vorbehalten bleibt. Dennoch ist es sinnvoll, Photonen als Quantenobjekte des Lichts einzuführen, wenn man dabei vermeidet, ihnen Eigenschaften zuzuschreiben, die sie nicht besitzen (Probleme der Ruhemasse u. ä.).

Beim Photoeffekt kann Licht mit der Frequenz  $f$  offensichtlich nur Energiequanten von Betrag  $h \cdot f$  abgeben.

Unsere Beobachtungen betreffen *E n s e m b l e s* von Quantenobjekten, wie das folgende Rechenbeispiel zeigt. Wenn beim Nullabgleich unser Amperemeter 0,000 nA bei einer Genauigkeit von  $\pm 1$  pA anzeigt, dann können immer noch ca. 6 Millionen Elektronen pro Sekunde auf die Anode treffen!

---

1 Simonsohn, G.: Probleme mit dem Photon im Physikunterricht. In: Praxis der Naturwissenschaften, Physik, 30,(1981), Nr.9, S.257-266

Die Naturkonstante  $h$  spielt auch bei diesem Versuch eine zentrale Rolle. Beim Versuch zur Elektronenbeugung verbindet sie Elektronenimpuls und (formale) Wellenlänge, in der HEISENBERGSchen Unbestimmtheitsrelation legt sie eine untere Schranke fest, und beim FRANCK-HERTZ-Versuch treffen wir sie abermals an.

### 6.3. Das Taylor-Experiment

A. H. TAYLOR führte im Jahre 1909 spezielle Doppelspaltexperimente mit Licht durch. Die Versuchsanordnung war so beschaffen, daß die Lichtintensität stark vermindert werden konnte. Anstelle des Interferenzschirmes war eine Photoplatte installiert, die das Interferenzbild bei schwacher Intensität registrieren sollte.

Nach einer Belichtungszeit von mehreren Tagen stellte TAYLOR eine Interferenzfigur fest, die sich von der bei starker Intensität der Belichtung unterschied. Statt einer kontinuierlichen Photoschwärzung in den Bereichen der Intensitätsmaxima entdeckte er statistisch verteilte Schwärzungspunkte auf der Photoschicht. Diese Punkte weisen auf eine quantenhafte Struktur des Lichts hin<sup>1</sup>.

Die Intensität wurde von TAYLOR mit Hilfe von Rauchglasfiltern so weit herabgesetzt, daß kaum zwei Quantenobjekte des Lichts gleichzeitig zwischen Quelle und Film Energieträger waren. Trotzdem erhielt er bei genügend langer Belichtungszeit die gleiche Intensitätsverteilung auf der Photoschicht wie bei hoher Lichtintensität und kurzer Belichtungszeit.

Der Versuch von TAYLOR zeigt eindrucksvoll die Existenz von Interferenzerscheinungen, die unabhängig von der Anzahl der Quantenobjekte sind. Der gleiche Versuchsaufbau zeigt aber auch die quantenhafte Struktur des Lichts, so daß beide Erscheinungen nicht „dualistisch“ gesehen werden dürfen. Auch darf die „Wellen- oder Teilcheneigenschaft“ nicht von der Anzahl der Quantenobjekte abhängig gemacht werden, wie es aber häufig in Schulbüchern zu finden ist<sup>2</sup>.

---

1 Anmerkung: Schüler könnten zurecht einwenden, daß die Punkte durch die Körnung des Filmmaterials entstanden sind. Hier muß aber entgegnet werden, daß Licht in der Vorstellung einer elektromagnetischen Welle eine kontinuierliche Intensitätsverteilung hätte. „Eine genauere Analyse der Vorgänge in der Photoschicht zeigt jedoch, daß von den Photokörnern (die man als winzige Lichtdetektoren betrachten kann) in statistisch regellosen Einzelereignissen bei monochromatischem Licht immer die gleiche 'Energieportion' absorbiert wird.“ (SCHWANEBERG, R.: Didaktik und Quantenphysik. Die Unbestimmtheitsrelation als Schlüssel zum Verständnis elementarer Quantenphysik. Frankfurt/Bern 1980, S.45).

2 „Sie (die Photonen, Anm. d. Verf.) sind Quantenobjekte, deren Verhalten bei Einzelprozessen näherungsweise durch Teilcheneigenschaften und beim Zusammenwirken vieler Photonen näherungsweise durch Welleneigenschaften beschrieben werden kann.“ (GROSS/BERHAG: Atome, Kerne, Quanten. Stuttgart 1987, S.33) Mit solchen Formulierungen werden schnell Unklarheiten und Mißverständnisse bewirkt.

### 6.3.1. Simulation des TAYLOR-Experimentes

Mit dem nachfolgend beschriebenen Gerät läßt sich das TAYLOR-Experiment (Darstellung stochastischer Prozesse beim Doppelspaltexperiment mit Licht) innerhalb von ein bis zwei Unterrichtsstunden simulieren.<sup>1</sup> Alle Versuchsgeräte sind in den Physiksammlungen zu finden. Nur der Verdunklungskasten müßte gebaut werden (Holzkiste, stabiler Pappkarton mit schwarzem Filz ausgekleidet, etc.).

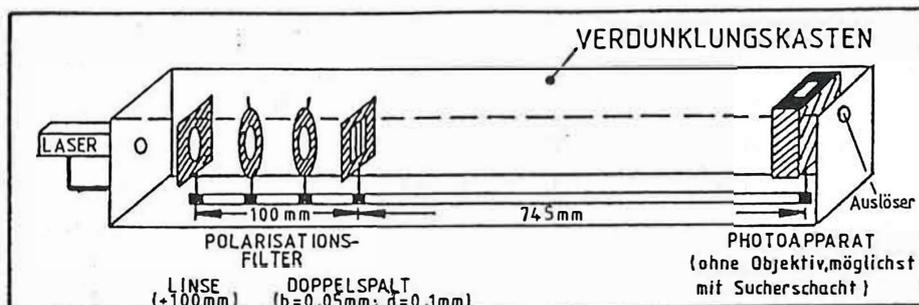


ABB. 6.1: SCHEMATISCHER VERSUCHSAUFBAU

Die Intensität des Laserstrahls wird mit Hilfe der beiden Polarisationsfilter abgeschwächt, so daß nach dem Durchgang des Lichts durch den Doppelspalt auf der Filmebene ein stochastisch verteiltes Beugungsbild aufgenommen werden kann. Die Linse dient der Aufweitung des Beugungsbildes in vertikaler Richtung, damit auf der Filmebene größere Schwärzungsbereiche entstehen. Die optischen Geräteteile sind auf einer optischen Bank in einem geschlossenen Kasten untergebracht, da die Filmbelichtung bei vollständiger äußerer Dunkelheit erfolgen muß. Der Laser wird von außen an dem Kasten oder auf der optischen Bank befestigt, damit der gesamte Aufbau unempfindlich gegen äußere Bewegungen wird.

#### *Daten einer Versuchsdurchführung:*

##### *Filmmaterial:*

Agfa-Pan 25 (Entwicklung mit Hilfe einer Tageslichtentwicklungsdose in der Unterrichtsstunde oder durch ein Photolabor (Kosten ca. 4 DM))

##### *Stellung der Polarisationsfilter:*

Die Polarisationsfilter sollten gegeneinander unter einem Winkel von  $85^{\circ}$  -  $87^{\circ}$  gedreht sein.

##### *Belichtungszeiten:*

Aufnahmenreihen schrittweise von  $1/8$  s bis zu 3 s

1 Anmerkung zum Begriff Simulation: Bei diesem Versuchsaufbau ist nicht gewährleistet, daß sich im Mittel nur ein Quantenobjekt des Lichts zwischen Laser und Film befindet.

### *Belichtung:*

Der Auslöser muß von außen betätigt werden. Das Spannen des Films und die Einstellung der Belichtungszeit erfolgt meistens an der Kamera, so daß der Verdunklungskasten entfernt werden müßte. Durch das Spannen des Films kann sich der Photoapparat leicht dejustieren. Es empfiehlt sich, von Zeit zu Zeit das Beugungsbild auf der Kameramattscheibe zu überprüfen. Falls das Beugungsbild mit dem Auge nicht mehr zu erkennen ist, muß zur Kontrolle der Verdrehungswinkel der Polfilter wieder verkleinert werden. Anschließend das Zurückstellen nicht vergessen!

Die entwickelten Filmaufnahmen zeigen dann für das Auge ohne Sehhilfe kontinuierliche Schwärzungsgebiete (Intensität je nach Belichtungszeit verschieden). Mit Hilfe von Schulmikroskopen (fragen Sie mal die Kolleg(inn)en der Biologie nach einem Kurssatz) untersuchen die Schüler bei 160-400 facher Vergrößerung die Schwärzungsgebiete und deren Randgebiete. Deutlich ist dann die im TAYLOR-Experiment beschriebene statistische Verteilung von Schwärzungspunkten zu sehen. Gerade in den sogenannten Randgebieten der Interferenzstreifen wird die Abnahme der Punktdichte deutlich. Dort ist besonders eindrucksvoll die regellose statistische Verteilung zu sehen.

### *6.3.2. Ergänzung*

Als eine sinnvolle Ergänzung zur Unterrichtsvorbereitung kann der FWU-Film „Das TAYLOR-Experiment“ angesehen werden<sup>1</sup>. Der Film zeigt den Versuchsablauf in einer Mischung aus Real- und Trickbildern. Besonders deutlich ist der zeitliche Aspekt des Versuchsablaufs herausgestellt. Für den Physikkurs ist dieser Film ebenfalls geeignet, er sollte jedoch nur als Ergänzung zur Diskussion gezeigt werden und nicht als Ersatz des Simulationsexperimentes dienen.

### *6.3.3. „Radioquanten“?*

Offenbart sich die Quantenstruktur der elektromagnetischen Strahlung auch beim Radioempfang? Die Antwort gibt ein Rechenbeispiel.

$7,5 \cdot 10^6$  „Radioquanten“ eines 100 MHz UKW-Senders haben zusammen die Energie eines Lichtquants im nahen UV (400 nm). Die Energieauflösung der Rundfunkempfänger ist viel zu gering, um die Stochastik überhaupt registrieren zu können.

---

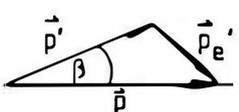
<sup>1</sup> Institut für Film und Bild in Wissenschaft und Unterricht, FWU Film Nr. 36 0336, Grünwald 1972.

## 6.4. Compton-Effekt

Der COMPTON-Effekt kann mit einem geeigneten Röntgengerät oder einem (reinen)  $\gamma$ -Strahler und Plexiglas demonstriert werden (s. DORN/BADER<sup>1</sup>). Weil der Versuch mit  $\gamma$ -Strahlern zeitaufwendig und wenig spektakulär und die theoretische Behandlung unbefriedigend ist, stellt sich die Frage, ob man nicht auf den COMPTON-Effekt im Unterricht verzichten sollte. Die theoretische Herleitung fußt auf den fundamentalen Erhaltungssätzen für Energie und Impuls, die auch für Quantenobjekte gelten sollen, doch wie kann der Photonenimpuls eingeführt werden? Formal wird auf die Gleichung für Elektronen zurückgegriffen, in Leistungskursen auf die Energie-Impuls-Beziehung - das richtige Resultat möge dann den Ansatz rechtfertigen.

Üblich, aber im Rahmen unseres Konzepts bedenklich, sind Impulsdiagramme, die die Wechselwirkung zwischen Photon und quasiruhendem Elektron so darstellen, als handele es sich dabei um einen Stoßvorgang zwischen makroskopischen Körpern. Mit dieser Form der Darstellung wird die Vorstellung von (Licht)teilchen, die mit Lichtgeschwindigkeit auf Elektronen prallen usw. ..., unterstützt.

Wenn man ähnlich wie DORN/BADER<sup>2</sup> von relativistischen Erhaltungssätzen ausgeht und das Impulsdiagramm weniger suggestiv darstellt, gelangt man zu den bekannten Resultaten. Der Vorteil dieses Typs von Herleitung besteht darin, daß weder Frequenz noch Wellenlänge der Strahlung explizit auftreten.



Impulsdiagramm

' : nach der Streuung  
e : Elektron

Energieerhaltung	$W + W_e = W' + W_e'$
Impulserhaltung	$p_e'^2 = p^2 + p'^2 - 2pp' \cos \beta$
	$W_e'^2 = W_e'^2 - p_e'^2 c^2$
	$\Rightarrow \frac{1}{W'} - \frac{1}{W} = \frac{1}{W_e} (1 - \cos \beta)$

ABB. 6.2: MATHEMATISCHE BESCHREIBUNG DES COMPTON-EFFEKTS

1 Dorn, F./Bader, F.: Physik-Oberstufe, Bd. A, Hannover 1977, S.25

2 ebenda, S. 23

## 7. Unterrichtsabschnitt

### Deutungsprobleme

Deutungsprobleme der Quantenmechanik liegen im Grenzgebiet zwischen Physik und Philosophie, für ihre Diskussion bieten die vorhergehenden Abschnitte des Lehrganges bereits zahlreiche Anlässe, weil Fragen auftreten können, auf die es keine hinreichend einfachen oder zufriedenstellenden Antworten gibt:

Welches ist die Natur der Quantenobjekte? Wie verhalten sich diese zwischen zwei Messungen (z.B. Elektronen zwischen Präparation und Nachweis beim Doppelspaltversuch)? Was bedeutet die aus dem Beugungsbild errechnete Wellenlänge? Welche Rolle spielt der Wahrscheinlichkeitsbegriff in der Quantenmechanik, weist er auf eine Unvollständigkeit der Theorie hin oder erfordert er eine Revision des Kausalprinzips? Bezieht er sich auf ein einzelnes individuelles System oder auf eine statistische Gesamtheit von Systemen? Was besagen die Unschärferelationen und wie ist der quantenmechanische Meßprozeß zu deuten?

Es ist klar, daß solche Fragen in ihrem erkenntnistheoretischen Kontext erst dann Hauptthema des Unterrichts werden können, wenn die Schüler einige Kenntnisse über experimentelle und theoretische Methoden und Ergebnisse der Atomphysik besitzen.

Daher verwenden wir im bisher beschriebenen Unterricht ausschließlich die statistische Ensemble-Deutung, weil sie eine (etwa im Vergleich zur Kopenhagener Deutung) verhältnismäßig unmittelbare Beschreibung der meisten experimentellen Situationen gestattet und weil daher eine verfrühte Vertiefung der erkenntnistheoretischen Problematik leichter vermieden werden kann.

Im letzten Abschnitt unseres Lehrganges treten nun die Deutungsfragen der Quantenmechanik selber in den Mittelpunkt, wobei folgende Ziele verfolgt werden:

Die Schüler sollen die wichtigsten bei der Entwicklung der Quantenmechanik neu oder wieder aufgeworfenen erkenntnistheoretischen Fragestellungen kennenlernen.

Es soll ihnen bewußt werden, daß unterschiedliche philosophische Positionen zu unterschiedlichen Interpretationen des quantenmechanischen Formalismus führen („Formalismus“ bezeichnet hier, da die Wellenfunktion höchstens ergänzend behandelt werden soll, die de-BROGLIE-Beziehungen und die Unschärferelationen).

Der Unterricht soll die Schüler an die Literatur zum Thema heranführen und sie zu weiterer Lektüre anregen.

Mit Blick auf unsere Zielsetzungen und weil nur zwei Doppelstunden für die Behandlung der Deutungsprobleme im Unterricht zur Verfügung stehen, empfiehlt sich die Arbeit mit vorgegebenen Texten.

Die Literatur zum Deutungsproblem der Quantenmechanik ist fast unüberschaubar, doch beziehen viele Arbeiten den quantenmechanischen Formalismus wesentlich in die Darstellung mit ein und sind aus diesem Grunde für unsere Zwecke nicht geeignet. Dies gilt z.B. leider auch für die viel diskutierte Arbeit von EINSTEIN, PODOLSKY und ROSEN (in:1; S.80-86).

Wir legen den Schwerpunkt der Behandlung des Deutungsproblems im Unterricht auf die Darstellung der Kopenhagener Deutung, d.h. der Standard-Deutung der Quantenmechanik, speziell auf die Diskussion der erkenntnistheoretischen Probleme im Zusammenhang mit den Unschärferelationen, und schlagen vor, folgende bzw. je nach Leistungsfähigkeit der Gruppe und je nach der zur Verfügung stehenden Zeit einige der im folgenden genannten Texte A1 bis A6 im Unterricht zu verwenden:

- (A1) BORN, Max (1954)  
Die statistische Deutung der Quantenmechanik  
in: (3; S.173-183)
- (A2) PAULI, Wolfgang (1954)  
Wahrscheinlichkeit und Physik  
in: (6; S.18-23)
- (A3) BOHR, Niels (1958)  
Über die Erkenntnisfragen der Quantenphysik  
in: (1; S.156-162)
- (A4) FOCK, Wladimir (1952)  
Kritik der Anschauungen Bohrs über die  
Quantenmechanik  
in: (1; S.130-139)
- (A5) HEISENBERG, Werner (1959)  
Die Kopenhagener Deutung der Quantentheorie  
in: (4; Kap.3, S.28-40)
- (A6) HEISENBERG, Werner (1969)  
Die Quantenmechanik und ein Gespräch mit Einstein  
in: (5; Kap.5, dtv S.74-87)

*Einige Anmerkungen zu den Texten:*

- A1) Der (Nobel-)Vortrag beschreibt die Vorläufer der statistischen Deutung der Quantenmechanik, wobei die zahlreichen Beiträge EINSTEINS besonders betont werden. Man gewinnt den Eindruck, daß die BORNsche Deutung gewissermaßen „in der Luft lag“. Nach HEISENBERG (in: 1; S.141) liegt der Fortschritt, der durch BORN 1926 erzielt wurde, in zwei (gegenüber der Theorie von BOHR, KRAMERS und SLATER, 1924) neuen Elementen, nämlich erstens in der Feststellung, „daß es sich bei den Wahrscheinlichkeitswellen um Vorgänge *nicht* im gewöhnlichen dreidimensionalen Raum, sondern im abstrakten Konfigurationsraum handelt“, zweitens in der Erkenntnis, „daß die Wahrscheinlichkeitswelle dem Einzelvorgang zugeordnet ist.“ (Man beachte den Unterschied zur statistischen Ensemble-Deutung!)
- A2) Der Aufsatz stellt in seinem ersten Teil eine schöne Verbindung zum parallel laufenden Unterricht über Wahrscheinlichkeitsrechnung her. Insbesondere wird auf die erkenntnistheoretischen Probleme hingewiesen, die sich aus der Verwendung des Gesetzes der großen Zahlen in empirischen Wissenschaften ergeben.
- Der zweite Teil enthält eine sehr knappe Darstellung und Diskussion der Kopenhagener Deutung der Quantenmechanik.
- Da diese „Standard-Deutung“ des quantenmechanischen Formalismus die wichtigste Alternative zur statistischen Ensemble-Deutung, auf die sich unsere Unterrichtsreihe stützt, darstellt, geben wir hier eine kurze Zusammenfassung ihrer Hauptaspekte (vgl. WITTKOPF, Frank, Unkonventionelle Interpretationen der Quantenmechanik, Staatsexamensarbeit FUB 1976):
- (1) Jeder beobachtbaren, physikalischen Größe (Observablen) wird ein linearer, selbstadjungierter Operator mit einem vollständigen Satz von Eigenfunktionen zugeordnet. Seine Eigenwerte sind identisch mit den Werten, die bei einer Messung dieser Größe erhalten werden können. Ein Operator stellt jedoch keine objektiven Eigenschaften von Quantenobjekten dar, die diesen unabhängig vom Meßvorgang zukommen würden. Ein Elektron z.B. ist tatsächlich dort, wo es bei einer Ortsmessung beobachtet wird, aber ohne Messung ist es sinnlos, ihm einen Ort zuzuschreiben.
  - (2) Der Beobachter spielt eine wesentliche Rolle, weil er die Wellenfunktion auf eine zum gemessenen Eigenwert gehörende Eigenfunktion reduziert, wenn er das Meßergebnis zur Kenntnis nimmt. (Dieser Vorgang ist mit dem Schlagwort „Reduktion des Wellenpaketes“ gemeint.)
  - (3) Die Wellenfunktion bezieht sich indirekt auf empirisch bestimmbare Größen, indem mit ihrer Hilfe die Wahrscheinlichkeiten für die verschiedenen Werte einer Observablen, die man bei einer Messung an einem individuellen System erhalten kann, berechnet werden können.

In der Quantenmechanik können vielfach nur Wahrscheinlichkeitsaussagen gemacht werden, die Beschreibung der Quantenobjekte ist jedoch vollständig. Eine Quantenmechanik mit „verborgenen“ Parametern ist nach dieser Auffassung nicht nötig.

(4) Die Unschärferelationen sind Ausdruck der Begrenzung, der die Begriffe der klassischen Physik in der Quantenmechanik unterworfen sind. Sie geben die größtmögliche Genauigkeit an, mit der z.B. die räumlichen Variablen ( $x, y, z$ ) und die Impulsvariablen ( $p_x, p_y, p_z$ ), die einem individuellen Mikrosystem zugeschrieben werden sollen, gleichzeitig gemessen und daher für den gleichen Zeitpunkt definiert werden können.

(5) Quantenobjekte sind weder Korpuskeln noch Wellen. Wir wissen von ihnen nur, daß sie in bestimmten Experimenten korpuskulare, in anderen jedoch wellenartige Eigenschaften zeigen. Die Worte „Korpuskel“ und „Welle“ bezeichnen weder materielle Objekte noch Eigenschaften solcher Objekte, die diesen unabhängig von der Beobachtung zukämen, sondern komplementäre Beschreibungsweisen der Ergebnisse von möglichen Experimenten mit Mikrosystemen.

A4) Fock unterteilt die Meßapparatur in einen vorbereitenden, einen arbeitenden und einen registrierenden Teil. Er kritisiert BOHRS Aussagen unter der Voraussetzung, sie bezögen sich im wesentlichen nur auf den registrierenden Teil. Die materialistisch-realistische Grundauffassung des Verfassers wird relativ dogmatisch vertreten.

A5) HEISENBERG erläutert die Kopenhagener Deutung am Problem der Beschreibung von Experimenten. Diese müsse in Begriffen der klassischen Physik erfolgen, während gleichzeitig die Anwendbarkeit dieser Begriffe durch die Unschärferelationen begrenzt sei. Der Artikel läßt sich in enge Beziehung zu Aufbau und Inhalt der vorgelegten Unterrichtsreihe bringen. Er ist daher für die Schüler sehr gut lesbar und bietet darüberhinaus gute Möglichkeiten zu Wiederholung und Vertiefung der besprochenen Experimente und Ideen unter neuen, nämlich philosophisch - erkenntnistheoretischen Aspekten. Zum Beispiel sei hier auf eine schöne Diskussion des Doppelspaltexperimentes (mit Photonen) verwiesen (4; S.34/35), durch welche die These belegt wird, daß es „ganz allgemein unmöglich ist, anschaulich zu beschreiben, was zwischen zwei aufeinanderfolgenden Beobachtungen geschieht“.

Wie zwanglos sich eine Behandlung der Kopenhagener Deutung dem bisher beschriebenen Unterrichtsgang anschließen läßt, folgt auch aus der für unser Konzept bedeutsamen Feststellung HEISENBERGS - also des neben BOHR führenden Verfechters der Kopenhagener Deutung -, daß „die Wahrscheinlichkeitsfunktion, anders als das mathematische Schema der Newtonschen Mechanik, nicht einen bestimmten Vorgang, sondern, wenigstens hinsichtlich des Beobachtungsprozesses, eine Gesamtheit von mögli-

chen Vorgängen beschreibt“ (4; S.37). Man erkennt hieraus die Offenheit, die eine auf die statistische Ensemble - Deutung gestützte Einführung in die Quantenmechanik für eine spätere Erweiterung und Vertiefung des Deutungsproblems besitzt.

*LITERATURAUSWAHL ZU ABSCHNITT 7*

- (1) BAUMANN, Kurt; SEXL, Roman U.  
Die Deutungen der Quantentheorie  
Vieweg 1986
- (2) BOHR, Niels  
Atomphysik und menschliche Erkenntnis  
Vieweg 1958
- (3) BORN, Max  
Physik im Wandel meiner Zeit  
Vieweg 1957
- (4) HEISENBERG, Werner  
Physik und Philosophie  
Ullstein 1959
- (5) HEISENBERG, Werner  
Der Teil und das Ganze  
Piper 1969 (dtv 1985)
- (6) PAULI, Wolfgang  
Physik und Erkenntnistheorie  
Vieweg 1984
- (7) SELLERI, Franco  
Die Debatte um die Quantentheorie  
Vieweg 1984
- (8) VON WEIZSÄCKER, Carl Friedrich  
Aufbau der Physik  
Hanser 1985

## **Gedanken zur Anpassung des Konzepts an die Situation im Grundkurs**

Die Arbeitsgruppe ist sich bewußt, daß das übliche Verfahren, die Ziele und Inhalte der Grundkurse durch bloße Reduzierung des Stoffkanons der Leistungskurse zu gewinnen, den Lernvoraussetzungen und Interessen der Grundkurs-Schüler nicht gerecht wird. Eine generelle Erörterung der Grundkursproblematik war jedoch in diesem Rahmen nicht zu leisten. Außerdem sollten die vorgegebenen Lehrplanbedingungen eingehalten werden.

Das Ziel muß das gleiche sein wie im Leistungskurs:

Eine Einführung in ein quantenphysikalisches Modell der Mikrophysik, das dem heutigen fachwissenschaftlichen Standard einigermaßen entspricht.

Das geringere Faktenwissen der Schüler und die geringere Stundenzahl machen Einschränkungen und zugleich eine Schwerpunktsetzung erforderlich.

### **1. Was müssen Schwerpunkte sein?**

Schwerpunkte sollten die wesentlichen Gedanken unseres Konzepts sein; sie sollten auch in der notwendigen Ausführlichkeit behandelt werden.

- Elektronen sind keine klassischen Teilchen, und sie bilden keine klassische Welle, sie sind Quantenobjekte.
- Die HEISENBERGSche Unschärferelation mit ihren Folgerungen, vor allem für den Bahnbegriff.
- Die Energiequantelung im Atom und ihre experimentelle Bestätigung mit dem FRANCK-HERTZ-Versuch und den Spektren.
- Licht hat ähnliche Quanteneigenschaften wie Elektronen.

## 2. Worauf kann man verzichten?

- Auf alle Originaltexte: Sie sind mit vielen physikalischen und technischen Details beladen, zu deren Klärung man zusätzliche Zeit benötigt.
- Auf einiges an Mathematisierung, zum Beispiel:
  1. Aus dem Versuch mit der Elektronenbeugungsröhre erhält man als empirisches Ergebnis  $U \cdot r^2 = \text{const.}$  Man formt dieses Ergebnis um in  $p \cdot \lambda = \text{const.}$  Die numerische Berechnung des Wertes der Konstanten aus den Meßergebnissen ist nicht so wesentlich. Man kann den Schülern den Zahlenwert mitteilen und ihnen sagen, daß die Konstante nach PLANCK benannt ist und mit  $h$  abgekürzt wird.
  2. Daß in der Mikrophysik die Energie gequantelt ist, wird nur entsprechend den Abschnitten 4.1. bis 4.6. diskutiert, jedoch wird auf die genaueren Berechnungen entsprechend Abschnitt 4.7. verzichtet.