

# Neues zu Experimenten mit Einzelphotonen

Jan-Peter Meyn

Friedrich-Alexander Universität Erlangen-Nürnberg, Physikalisches Institut

Didaktik der Physik, Staudtstraße 7, 91058 Erlangen

jan-peter.meyn@physik.uni-erlangen.de

## Material zum Vortrag

Arbeitstage für Physiker und Physiklehrer

Dornach, 28. Februar 2014

Diese Datei enthält Dokumente, die im Vortrag gezeigt wurden, sowie einige Ergänzungen.

1. Die Publikation von Grangier et al, die im Unterricht mit den Schülern besprochen habe.
2. Eine Publikation zum Bose-Einstein-Kondensat.
3. Eigene Arbeiten zum Thema Quantenoptik
4. Signale der Detektoren Alice und Bob.

## Experimental Evidence for a Photon Anticorrelation Effect on a Beam Splitter: A New Light on Single-Photon Interferences.

P. GRANGIER, G. ROGER and A. ASPECT (\*)

*Institut d'Optique Théorique et Appliquée, B.P. 43 - F 91406 Orsay, France*

(received 11 November 1985; accepted in final form 20 December 1985)

PACS. 42.10. – Propagation and transmission in homogeneous media.

PACS. 42.50. – Quantum optics.

**Abstract.** – We report on two experiments using an atomic cascade as a light source, and a triggered detection scheme for the second photon of the cascade. The first experiment shows a strong anticorrelation between the triggered detections on both sides of a beam splitter. This result is in contradiction with any classical wave model of light, but in agreement with a quantum description involving single-photon states. The same source and detection scheme were used in a second experiment, where we have observed interferences with a visibility over 98%.

During the past fifteen years, nonclassical effects in the statistical properties of light have been extensively studied from a theoretical point of view [1], and some have been experimentally demonstrated [2-7]. All are related to second-order coherence properties, via measurements of intensity correlation functions or of statistical moments. However, there has still been no test of the conceptually very simple situation dealing with single-photon states of the light impinging on a beam splitter. In this case, quantum mechanics predicts a perfect anticorrelation for photodetections on both sides of the beam splitter (a single-photon can only be detected once!), while any description involving classical fields would predict some amount of coincidences. In the first part of this letter, we report on an experiment close to this ideal situation, since we have found a coincidence rate, on both sides of a beam splitter, five times smaller than the classical lower limit.

When it comes to single-photon states of light, it is tempting to revisit the famous historical «single-photon interference experiments» [8]. One then finds that, in spite of their

---

(\*) Also with Collège de France, Laboratoire de Spectroscopie Hertzienne de l'ENS, 24 rue Lhomond, 75005 Paris 5ème.

denomination <sup>(1)</sup>, none has been performed with single-photon states of light. As a matter of fact, all have been carried out with chaotic light, for which it is well known that quantum second-order coherence properties cannot be distinguished from classical ones, even with a strongly attenuated beam [9]. This is why we have carried out an interference experiment with the same apparatus as used in the first experiment, *i.e.* with light for which we have demonstrated a property characteristic of single-photon states. This single-photon interference experiment is described in the second part of this letter.

Our experimental scheme uses a two-photon radiative cascade described elsewhere [10], that emits pairs of photons with different frequencies  $\nu_1$  and  $\nu_2$ . The time intervals between the detections of  $\nu_1$  and  $\nu_2$  are distributed according to an exponential law, corresponding to the decay of the intermediate state of the cascade with a lifetime  $\tau_s = 4.7$  ns.

In the present experiment (fig. 1), the detection of  $\nu_1$  acts as a trigger for a gate generator, enabling two photomultipliers in view of  $\nu_2$  for a duration  $w \approx 2\tau_s$ . These two photomultipliers, on both sides of the beam splitter BS, feed singles' and coincidences' counters. We denote  $N_1$  the rate of gates,  $N_t$  and  $N_r$  the singles' rates for PM<sub>t</sub> and PM<sub>r</sub>, and  $N_c$  the coincidences' rate. Our measurements yield the probabilities for singles' counts during  $w$ :

$$p_t = \frac{N_t}{N_1}, \quad p_r = \frac{N_r}{N_1}, \quad (1a)$$

and the probability for a coincidence

$$p_c = \frac{N_c}{N_1}. \quad (1b)$$

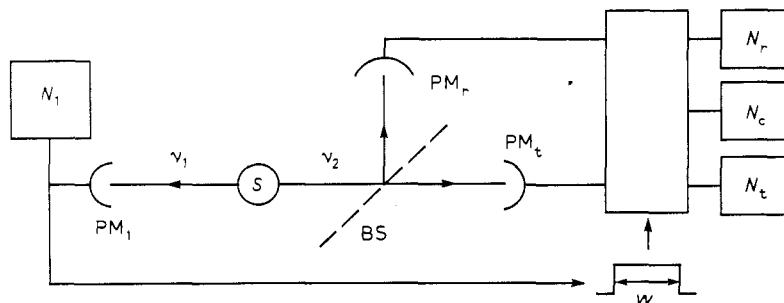


Fig. 1. - Triggered experiment. The detection of the first photon of the cascade produces a gate  $w$ , during which the photomultipliers PM<sub>t</sub> and PM<sub>r</sub> are active. The probabilities of detection during the gate are  $p_t = N_t/N_1$ ,  $p_r = N_r/N_1$  for singles, and  $p_c = N_c/N_1$  for coincidences.

<sup>(1)</sup> Usually, the single-photon character is stated by showing that the amount of energy flowing during a certain characteristic time (coherence time, or time of flight between source and detector) is small compared to  $h\nu$ . The necessity of the concept of photon is thus postulated, probably on the basis that the detection process appears discrete. But it is well known that this argument is not fully conclusive, since all the characteristics of the photoelectric effect can be assigned to the fact that the «atomic detector is controlled by the laws of quantum mechanics» (see ref. [1], or: W. E. LAMB and M. O. SCULLY, in *Polarisation, Matière et Rayonnement*, ed. Société Française de Physique, Presses Universitaires de France, 1969).

During a gate, the probability for the detection of a photon  $\nu_2$ , coming from the same atom that emitted  $\nu_1$ , is much bigger than the probability of detecting a photon  $\nu_2$  emitted by any other atom in the source. We are then in a situation close to an ideal single-photon state emission, and we can expect the characteristic behaviour of such a state, *i.e.* an anticorrelation between detections occurring on both sides of the beam splitter.

We calculate now the minimum coincidence rate predicted by a classical wave-description of the experiment of fig. 1, involving the intensity  $I(t)$  impinging on the beam splitter. Let us define the time-averaged intensity for the  $n$ -th gate, open at time  $t_n$ :

$$i_n = \frac{1}{w} \int_{t_n}^{t_n+w} I(t) dt . \quad (2)$$

The semi-classical model of photodetection (see footnote (1)) yields

$$p_t = \alpha_t w \langle i_n \rangle , \quad p_r = \alpha_r w \langle i_n \rangle , \quad (3a)$$

$$p_c = \alpha_t \alpha_r w^2 \langle i_n^2 \rangle , \quad (3b)$$

where  $\alpha_t$ ,  $\alpha_r$  are global detection efficiencies, and brackets indicate averages defined over the ensemble of gates:

$$\langle i_n \rangle = \frac{1}{N_1 T} \sum_{n=1}^{N_1 T} i_n , \quad (4a)$$

$$\langle i_n^2 \rangle = \frac{1}{N_1 T} \sum_{n=1}^{N_1 T} i_n^2 \quad (4b)$$

( $T$  is the total duration of the experiment).

The standard Cauchy-Schwarz inequality:

$$\langle i_n^2 \rangle \geq \langle i_n \rangle^2 \quad (5)$$

holds for our average. Therefore, a classical description of this «triggered experiment» would yield counting rates obeying the inequality

$$p_c \geq p_r p_t , \quad (6)$$

or equivalently

$$\alpha \geq 1 \quad \text{with} \quad \alpha = \frac{p_c}{p_r p_t} = \frac{N_c N_1}{N_r N_t} . \quad (7)$$

These inequalities mean clearly that the classical coincidence probability  $p_c$  is always greater than the «accidental coincidence» probability, which is equal to  $p_r p_t$ . The violation of inequality (7) thus gives an «anticorrelation» criterion, for characterizing a nonclassical behaviour.

The actual values of the counting rates for our experiment are obtained by a straightforward quantum-mechanical calculation. Denoting  $N$  the rate of excitation of the cascade, and  $\varepsilon_1$ ,  $\varepsilon_t$  and  $\varepsilon_r$  the detection efficiencies (including collection solid angle, optics

transmission, and detector efficiency), we obtain

$$N_1 = \varepsilon_1 N, \quad (7a)$$

$$N_t = N_1 \varepsilon_t (f(w) + Nw), \quad (7b)$$

$$N_r = N_1 \varepsilon_r (f(w) + Nw), \quad (7b')$$

$$N_c = N_1 \varepsilon_t \varepsilon_r (2f(w)Nw + (Nw)^2). \quad (7c)$$

The quantity  $f(w)$ , very close to 1 in our experiment, is the product of the factor  $1 - \exp[-w/\tau_s]$  (overlap between the gate and the exponential decay in the cascade) by a factor slightly greater than one related to the angular correlation between  $\nu_1$  and  $\nu_2$  [11].

The comparison of eqs. (7b), (7b') and (7c) clearly shows the anticorrelation: there is a «missing term»  $(f(w))^2$  in  $N_c$ , related to the fact that a single photon can only be detected once. The quantum-mechanical prediction for  $\alpha$  is thus

$$\alpha_{\text{QM}} = \frac{2f(w)Nw + (Nw)^2}{(f(w) + Nw)^2}, \quad (8)$$

which is smaller than one. The corresponding effect will be strong if  $Nw$  can be chosen much smaller than  $f(w)$ ; the experiment is thus designed in order to satisfy this requirement.

The excitation of the atoms is achieved by a two-photon process, using two single-line laser at different frequencies [10]. Several feedback loops control the laser frequencies and intensities, in order to obtain a short- and long-term stability of the excitation rate  $N$  within a few percent. The gate  $w$  is realized using two time-to-amplitude converters followed by threshold circuits. These «single-channel analysers» are fed by shaped pulses from  $\text{PM}_1$  on the START input, and from  $\text{PM}_t$  or  $\text{PM}_r$  on the STOP input. The gates corresponding to  $N_t$  and  $N_r$  can thus be adjusted and superimposed within 0.1 ns. A third time-to-amplitude converter measures the elapsed times between the various detections, and allows a permanent control of the gating system.

The value of  $w$  is chosen for a maximum violation of the semi-classical inequality  $\alpha \geq 1$ , by maximizing the quantity  $(1 - \alpha)/\sigma_\alpha$ , where  $\sigma_\alpha$  is the standard deviation on the measurement of  $\alpha$  due to the counting process. This criterion yields  $w = 9$  ns.

In fig. 2 the theoretical and experimental values of  $\alpha$  are plotted as a function of  $Nw$  (see

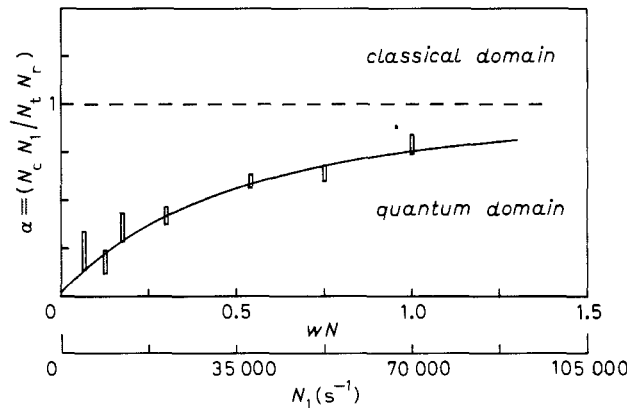


Fig. 2. - Anticorrelation parameter  $\alpha$  as a function of  $wN$  (number of cascades emitted during the gate) and of  $N_1$  (trigger rate). The indicated error bars are  $\pm$  one standard deviation. The full-line curve is the theoretical prediction from eq. (8). The inequality  $\alpha \geq 1$  characterizes the classical domain.

eq. (8)), or equivalently as a function of the rate of gates  $N_1 = \varepsilon_1 N$ . A maximum violation of more than 13 standard deviations is obtained for  $\alpha = 0.18 \pm 0.06$ . For this point, the total counting time was  $T \approx 5$  hours, with  $N_1 \approx 8800 \text{ s}^{-1}$  (including the dark rate  $300 \text{ s}^{-1}$ ), and  $N_r \approx 5 \text{ s}^{-1}$  (dark rate  $0.02 \text{ s}^{-1}$ ). In that case, the number of expected coincidences from the classical theory would be  $N_c^{\text{class}} T \geq 50$ , while we found  $N_c^{\text{exp}} T = 9$ . Hence the light emitted after each «triggering» pulse has been shown to exhibit a specifically quantum anticorrelation behaviour <sup>(2)</sup>.

By building a Mach-Zehnder interferometer around the beam splitter BS1 (fig. 3), an actual «single-photon» interference experiment can be designed. According to quantum mechanics, the probabilities  $p_{\text{MZ1}}$  and  $p_{\text{MZ2}}$  for a detection during the gate in either output of the interferometer are oppositely modulated, as a function of the path difference  $\delta$ , with a visibility unity.

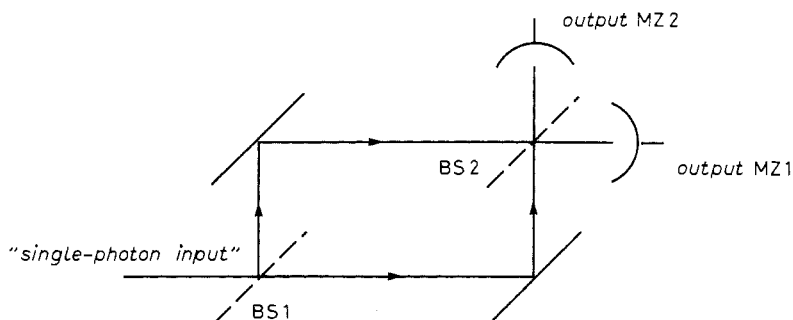


Fig. 3. – Mach-Zehnder interferometer. The detection probabilities in outputs MZ1 and MZ2 are oppositely modulated as a function of the path difference between the arms of the interferometer.

In the actual experiment, the optical system is designed in order to accept the large optical spread of the beam from the source [10] (beam diameter 40 mm for a total divergence 25 mrd), without destroying the visibility of the fringes. This was achieved by observing the fringes in the focal planes of two lenses in view of the outputs MZ1 and MZ2, and working at a path difference around zero.

The two beam splitters BS1 and BS2 are actually two multielectric coatings on a single (60 × 120) mm<sup>2</sup> silica plate. The planeities of this plate and of the mirrors are close to  $\lambda/50$ ; the orientations are controlled by mechanical stages at about the same precision. The counting rates on both outputs of the interferometer are measured as a function of the path difference  $\delta$ ;  $\delta$  is varied using a piezo-driven mechanical system, which ensures a parallel translation of the mirror at the required precision.

The interferometer was first checked using light from the actual source, but without any gating system. We found a fringe visibility <sup>(3)</sup>  $V = 98.7\% \pm 0.5\%$ , easily reproducible from

<sup>(2)</sup> A counter experiment has been performed using a pulsed photodiode; the rate  $N_1$  of exciting electrical pulses, and the probabilities  $p_t = N_t/N_1$  and  $p_r = N_r/N_1$  can be adjusted to the same values than in the actual experiment. But since the light pulse from the diode can be described classically, the expected number of coincidences obeys inequality (7). This point has been verified experimentally in detail.

<sup>(3)</sup> The fringe visibility is defined by  $V = (N_{\text{MZ1}}^{\text{Max}} - N_{\text{MZ1}}^{\text{Min}})/(N_{\text{MZ1}}^{\text{Max}} + N_{\text{MZ1}}^{\text{Min}})$ , where  $N_{\text{MZ1}}^{\text{Max}}$  and  $N_{\text{MZ1}}^{\text{Min}}$  are the maximum and minimum counting rates on output MZ1 when  $\delta$  is varied (dark rates of the PMTs are subtracted for this calculation).

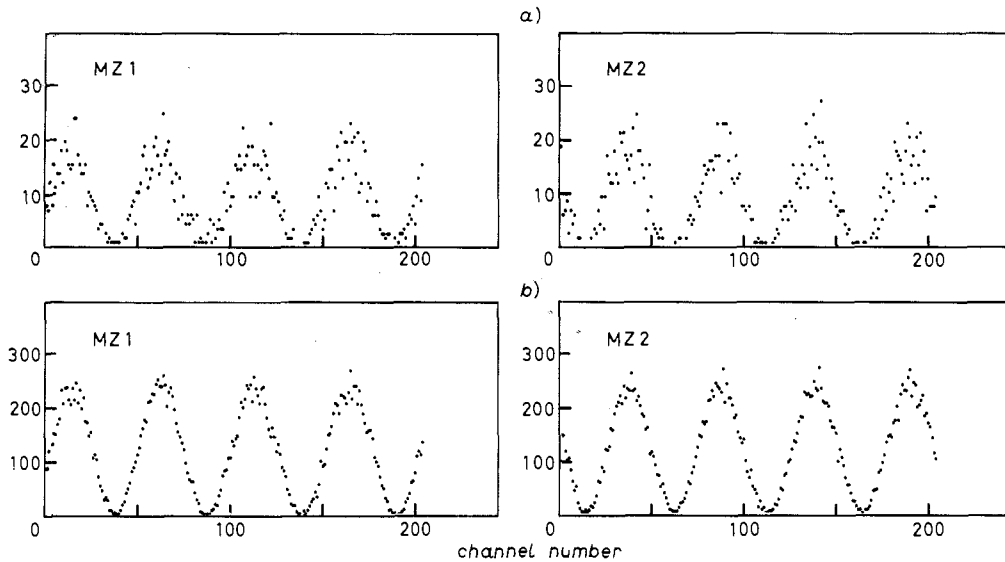


Fig. 4. - Number of counts in outputs MZ1 and MZ2 as a function of the path difference  $\delta$  (one channel corresponds to a  $\lambda/50$  variation of  $\delta$ ). a) 1 s counting time per channel b) 15 s counting time per channel (compilation of 15 elementary sweeps (like (a))). This experiment corresponds to an anticorrelation parameter  $\alpha = 0.18$ .

day to day within the error limit. In the actual gated experiment,  $\delta$  was varied around  $\delta = 0$  over 256 steps of  $\lambda/50$  each, with a counting time of 1 s per step. These sweeps over 5 fringes were stored separately into a computer, then compiled to improve the signal-to-noise ratio. A single sweep and the compiled result for  $\alpha = 0.18$  are shown on fig. 4. Several methods of data analysis consistently yielded  $V > 98\%$  for any value of  $\alpha$  (fig. 5).

Two triggered experiments have thus been performed, using the same source and the same triggering scheme for the detectors. They illustrate the wave-particle duality of light. Indeed, if we want to use classical concepts, or pictures, to interpret these experiments, we must use a particle picture for the first one («the photons are not split on a beam splitter»), since we violate an inequality holding for any classical wave model. On the contrary, we are compelled to use a wave picture («the electromagnetic field is coherently

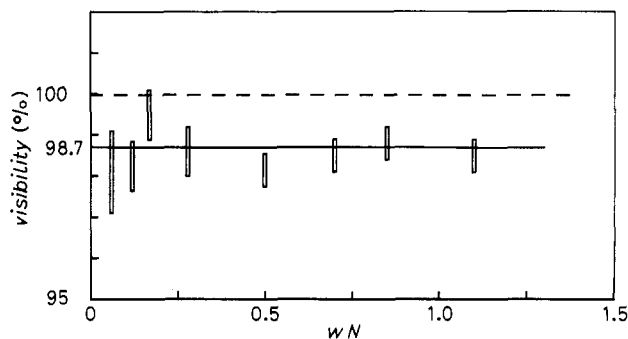


Fig. 5. - Visibility of the fringes in the single-photon regime as a function of  $wN$  (compare with fig. 2). A correction (smaller than 0.3%) has been made for dark counts of the PMTs. The estimation of the error bars is conservative.

split on a beam splitter») to interpret the second (interference) experiment. Of course, the two complementary descriptions correspond to mutually exclusive experimental set-ups <sup>(4)</sup>.

From the point of view of quantum optics, we will rather emphasize that we have demonstrated a situation with some properties of a «single-photon state». An ideal source of such states would involve the collection of the light at frequency  $\nu_2$  in a  $4\pi$  solid angle, and a shutter triggered by the photons  $\nu_1$ . One could then carry out many experiments related to nonclassical properties of light, for instance production of sub-Poisson light [12] <sup>(5)</sup>.

Although such a scheme can be considered, it would be extremely hard to work out, for practical reasons. Nevertheless, there exists a similar scheme that seems more promising: it consists of pairs of photons emitted in parametric splitting [2, 13, 14]. Due to the phase matching condition, the angular correlation between photons  $\nu_1$  and  $\nu_2$  is very strong and it becomes possible to produce single-photon states in a single spatial mode.

\* \* \*

The authors acknowledge support from Direction des Recherches, Etudes et Techniques, grant No. 81/215.

---

<sup>(4)</sup> The discussion (and possibly the experiment) can be refined by considering a «quantum nondemolition measurement» of the passage of photons in one arm of the interferometer (N. IMOTO, H. A. HAUS and Y. YAMAMOTO: *Phys. Rev. A*, **32**, 2287 (1985) and references therein). Such a device would entail phase fluctuations destroying the interference pattern.

<sup>(5)</sup> Instead of the «deletion» scheme proposed in [12], one could also use a feedback loop, activated by  $\nu_1$ , and reacting on the cascade rate, in order to quiet the Poisson fluctuations in the number of cascades excited in a certain time. See also ref. [14].

## REFERENCES

- [1] For a review, see: R. LOUDON: *Rep. Prog. Phys.*, **43**, 913 (1980).
- [2] D. C. BURNHAM and D. L. WEINBERG: *Phys. Rev. Lett.*, **25**, 84 (1970); S. FRIBERG, C. K. HONG and L. MANDEL: *Phys. Rev. Lett.*, **54**, 2011 (1985).
- [3] J. F. CLAUSER: *Phys. Rev. D*, **9**, 853 (1974).
- [4] H. J. KIMBLE, M. DAGENAIS and L. MANDEL: *Phys. Rev. Lett.*, **39**, 691 (1977).
- [5] R. SHORT and L. MANDEL: *Phys. Rev. Lett.*, **51**, 384 (1983).
- [6] J. D. CRESSER, J. HAGER, G. LEUCHS, M. RATEIKE and H. WALTHER: *Topic in Current Physics*, Vol. 27, edited by R. BONIFACIO (Springer-Verlag, Berlin, 1982), p. 21.
- [7] M. C. TEICH and B. E. A. SALEH: *J. Opt. Soc. Am. B*, **2**, 275 (1985).
- [8] For a review, see: F. M. PIPKIN: *Adv. At. Mol. Phys.*, **14**, 281 (1978).
- [9] R. LOUDON: *The Quantum Theory of Light*, 2nd Edition (Clarendon, Oxford, 1983), p. 222.
- [10] A. ASPECT, P. GRANGIER and G. ROGER: *Phys. Rev. Lett.*, **47**, 460 (1981).
- [11] E. S. FRY: *Phys. Rev. A*, **8**, 1219 (1973).
- [12] B. E. A. SALEH and M. C. TEICH: *Opt. Commun.*, **52**, 429 (1985).
- [13] L. MANDEL: Communication at the Conference *New trends in Quantum Optics and Electrodynamics*, Roma, 1985.
- [14] E. JAKEMAN and J. G. WALKER: *Opt. Commun.*, **55**, 219 (1985).



4. Reviewed in S. Inoué and E. D. Salmon, *Mol. Biol. Cell.* **6**, 1619 (1995).
5. D. H. Tippit, J. D. Pickett-Heaps, R. Leslie, *J. Cell Biol.* **86**, 402 (1980); T. J. Mitchison and M. W. Kirschner, *ibid.* **101**, 766 (1985); C. L. Rieder and S. P. Alexander, *ibid.* **110**, 81 (1990); J. H. Hayden, S. S. Bowser, C. L. Rieder, *ibid.* **111**, 1039 (1990); A. Merdes and J. De Mey, *Eur. J. Cell Biol.* **53**, 313 (1990); T. E. Holy and S. Leibler, *Proc. Natl. Acad. Sci. U.S.A.* **91**, 5682 (1994).
6. R. B. Nicklas and S. C. Ward, *J. Cell Biol.* **126**, 1241 (1994).
7. T. Mitchison and M. Kirschner, *Nature* **312**, 237 (1984).
8. R. B. Nicklas, *Chromosoma* **21**, 17 (1967).
9. G. Östergren, *Hereditas* **37**, 85 (1951).
10. Reviewed in R. B. Nicklas, *J. Cell Sci.* **89**, 283 (1988).
11. H. Bauer, R. Dietz, C. Röbbelen, *Chromosoma* **12**, 116 (1961).
12. M. F. Goodman, S. Creighton, L. B. Bloom, J. Petruska, *Crit. Rev. Biochem. Mol. Biol.* **28**, 83 (1993).
13. R. Dietz, *Chromosoma* **9**, 359 (1958).
14. R. B. Nicklas and C. A. Koch, *J. Cell Biol.* **43**, 40 (1969).
15. V. A. Lombillo, R. J. Stewart, J. R. McIntosh, *Nature* **373**, 161 (1995); V. A. Lombillo, C. Nislow, T. J. Yen, V. I. Gelfand, J. R. McIntosh, *J. Cell Biol.* **128**, 107 (1995); reviewed in A. Desai and T. J. Mitchison, *ibid.*, p. 1; A. A. Hyman, *Curr. Biol.* **5**, 483 (1995).
16. K. E. Sawin, K. LeGuellec, M. Philippe, T. J. Mitchison, *Nature* **359**, 540 (1992); D. W. Cleveland, *Trends Cell Biol.* **5**, 60 (1995).
17. S. Tugendrich, J. Tomkiel, W. Earnshaw, P. Hieter, *Cell* **81**, 261 (1995).
18. L. H. Hartwell and T. A. Weinert, *Science* **246**, 629 (1989).
19. H. G. Callan and P. A. Jacobs, *J. Genet.* **55**, 200 (1957).
20. R. E. Zirkle, *Radiat. Res.* **41**, 516 (1970).
21. C. L. Rieder, A. Schultz, R. Cole, G. Sluder, *J. Cell Biol.* **127**, 1301 (1994).
22. X. Li and R. B. Nicklas, *Nature* **373**, 630 (1995).
23. Budding yeast cells detect a single impaired chromosome, very likely because of improper spindle attachment [M. W. Neff and D. J. Burke, *Mol. Cell Biol.* **12**, 3857 (1992); F. Spencer and P. Hieter, *Proc. Natl. Acad. Sci. U.S.A.* **89**, 8908 (1992); Y. Wang and D. J. Burke, *Mol. Cell Biol.* **15**, 6838 (1995); F. Pangilinan and F. Spencer, *Mol. Biol. Cell* **7**, 1195 (1996); W. A. E. Wells and A. W. Murray, *J. Cell Biol.* **133**, 75 (1996)].
24. K. G. Hardwick, E. Weiss, F. C. Luca, M. Winey, A. W. Murray, *Science* **273**, 953 (1996).
25. S. Hughes-Schrader, *Biol. Bull.* **85**, 265 (1943).
26. J. G. Ault and C. L. Rieder, *Cell Motil. Cytoskeleton* **22**, 155 (1992).
27. C. L. Rieder, *Int. Rev. Cytol.* **79**, 1 (1982).
28. F. Schrader, *Chromosoma* **1**, 230 (1939); L. S. B. Goldstein, *Cell* **25**, 591 (1981).
29. Reviewed in B. John, *Meiosis* (Cambridge Univ. Press, Cambridge, 1990).
30. The hazards caused by pairing and recombination are unique to the first meiotic division, and the response, an exposed kinetochore, is also unique to that division. In the second meiotic division, the kinetochores are arranged just as in somatic mitosis: they are close to one another, they face precisely in opposite directions, and they are recessed in a pit (29).
31. J. R. McIntosh, *Cold Spring Harbor Symp. Quant. Biol.* **56**, 613 (1991).
32. C. L. Rieder, R. W. Cole, A. Khodjakov, G. Sluder, *J. Cell Biol.* **130**, 941 (1995).
33. G. J. Gorbsky and W. A. Ricketts, *ibid.* **122**, 1311 (1993).
34. R. B. Nicklas, S. C. Ward, G. J. Gorbsky, *ibid.* **130**, 929 (1995).
35. X. Li and R. B. Nicklas, *J. Cell Sci.*, in press.
36. J. Monod, J. P. Changeux, F. Jacob, *J. Mol. Biol.* **6**, 306 (1963). Alternatives such as antigen inaccessibility, loss, or redistribution caused by tension are unlikely (34).
37. G. J. Gorbsky, *Trends Cell Biol.* **5**, 143 (1995).
38. M. S. Campbell and G. J. Gorbsky, *J. Cell Biol.* **129**, 1195 (1995).
39. K. G. Hardwick and A. W. Murray, *ibid.* **131**, 709 (1995).
40. C. Connelly and P. Hieter, *Cell* **86**, 275 (1996).
41. R.-H. Chen, J. C. Waters, E. D. Salmon, A. W. Murray, *Science* **274**, 242 (1996).
42. Y. Li and R. Benezra, *ibid.*, p. 246.
43. M. Glotzer, *Curr. Biol.* **5**, 970 (1995).
44. R. W. King, P. K. Jackson, M. W. Kirschner, *Cell* **79**, 563 (1994); A. Murray, *ibid.* **81**, 149 (1995); A. Aristarkhov *et al.*, *Proc. Natl. Acad. Sci. U.S.A.* **93**, 4294 (1996).
45. Reviewed in D. E. Ingber *et al.*, *Int. Rev. Cytol.* **150**, 173 (1994); F. Lyall and A. J. El Haj, Eds, *Biomechanics and Cells* (Society for Experimental Biology/ Seminar Series 54, Cambridge Univ. Press, Cambridge, 1994); see also J. Howard and A. J. Hudspeth, *Neuron* **1**, 189 (1988); F. Sachs, *Mol. Cell Biochem.* **104**, 57 (1991); A. J. Hudspeth and P. G. Gillespie, *Neuron* **12**, 1 (1994); C. I. Bargmann, *Cell* **78**, 729 (1994).
46. I thank D. Kubai for editorial review. Supported in part by grant GM-13745 from the Institute of General Medical Sciences, National Institutes of Health.

## RESEARCH ARTICLE

# Observation of Interference Between Two Bose Condensates

M. R. Andrews, C. G. Townsend, H.-J. Miesner, D. S. Durfee, D. M. Kurn, W. Ketterle

Interference between two freely expanding Bose-Einstein condensates has been observed. Two condensates separated by  $\sim 40$  micrometers were created by evaporatively cooling sodium atoms in a double-well potential formed by magnetic and optical forces. High-contrast matter-wave interference fringes with a period of  $\sim 15$  micrometers were observed after switching off the potential and letting the condensates expand for 40 milliseconds and overlap. This demonstrates that Bose condensed atoms are “laser-like”; that is, they are coherent and show long-range correlations. These results have direct implications for the atom laser and the Josephson effect for atoms.

The realization of Bose-Einstein condensation (BEC) in dilute atomic gases has created great interest in this new form of matter. One of its striking features is a macroscopic population of the quantum-mechanical ground state of the system at finite temperature. The Bose condensate is characterized by the absence of thermal excitation; its kinetic energy is solely the result of zero-point motion in the trapping potential (in general, modified by the repulsive interaction between atoms). This is the property that has been used to detect and study the Bose condensate in previous experiments. The Bose-Einstein phase transition was observed by the sudden appearance of a “peak” of ultracold atoms, either in images of ballistically expanding clouds (time-of-flight pictures) (1–3) or as a dense core inside the magnetic trap (4, 5). The anisotropic expansion of the cloud (1–3) and the appearance of collective excitations at frequencies different from multiples of the trapping frequencies (6, 7) were found to be in quantitative agreement with the predictions of the mean-field theory for a weakly interact-

ing Bose gas (8–11). However, similar anisotropic expansion and excitation frequencies have been predicted for a dense classical gas in the hydrodynamic regime (12, 13) and are therefore not distinctive features of BEC. Indeed, the nonlinear Schrödinger equation is equivalent to a hydrodynamic equation for superfluid flow, which, in many situations, is very similar to a classical hydrodynamic equation (9, 13, 14). Previous BEC studies have mainly concerned the “very cold” nature of the Bose condensate but have not revealed properties that directly reflect its coherent nature, such as its phase, order parameter (macroscopic wave function), or long-range order. In superconductors, the phase of the order parameter was directly observed through the Josephson effect, whereas in superfluid helium the observation of the motion of quantized vortices (15) provided indirect evidence.

The coherence of a Bose condensate has been the subject of many theoretical studies. Kagan and collaborators predicted that the Bose condensate will form first as a quasi-condensate consisting of very cold atoms but lacking long-range order, which is only established on a much longer time

The authors are in the Department of Physics and Research Laboratory of Electronics, Massachusetts Institute of Technology, Cambridge, MA 02139, USA.

scale (16). Stoof predicted that a coherent condensate would form immediately (17). Several groups discussed interference experiments and quantum tunneling for condensates (18–29). If the condensate is initially in a state of well-defined atom number, its order parameter, which is the macroscopic wave function, vanishes. However, the quantum measurement process should still lead to quantum interference and “create” the phase of the condensate (20, 23–25, 27, 28), thus breaking the global gauge invariance that reflects particle number conservation (30). This is analogous to Anderson’s famous gedanken experiment, testing whether two initially separated buckets of superfluid helium would show a fixed value of the relative phase—and therefore a Josephson current—once they are connected (31).

Arguments for and against such a fixed relative phase have been given (31, 32). Even if this phase exists, there has been some doubt as to whether it can be directly measured, because it was predicted to be affected by collisions during ballistic expansion (12, 26) or by phase diffusion resulting from the mean field of Bose condensed atoms (21, 25, 27, 33). Additionally, the phase of the condensate plays a crucial role in discussions of an atom laser, a source of coherent matter waves (34–37).

The phase of a condensate is the argument of a complex number (the macroscopic wave function) and is not an observable. Only the relative phase between two condensates can be measured. Here, we report on the observation of high-contrast interference between two atomic Bose condensates, which is clear evidence for coherence in such systems.

**The experimental setup.** Two Bose condensates were produced using a modification of our previous setup (3, 7). Sodium atoms were optically cooled and trapped and were then transferred into a double-well potential. The atoms were further cooled by radio frequency (rf)-induced evaporation (38). The condensates were confined in a cloverleaf magnetic trap (3), with the trapping potential determined by the axial curvature of the magnetic field  $B'' = 94 \text{ G cm}^{-2}$ , the radial gradient  $B' = 120 \text{ G cm}^{-1}$ , and the bias field  $B_0 = 0.75 \text{ G}$ . The atom clouds were cigar-shaped, with the long axis horizontal. A double-well potential was created by focusing blue-detuned far-off-resonant laser light into the center of the magnetic trap, generating a repulsive optical dipole force. Because of the far detuning of the argon ion laser line at 514 nm relative to the sodium resonance at 589 nm, heating from spontaneous emission was negligible. This laser beam was focused into a light sheet with a cross section of  $12 \mu\text{m}$

by  $67 \mu\text{m}$  ( $1/e^2$  radii), with its long axis perpendicular to the long axes of the condensates. The argon ion laser beam propagated nearly collinearly with the vertical probe beam. We aligned the light sheet by imaging the focused argon ion laser beam with the same camera used to image the condensates.

Evaporative cooling was extended well below the transition temperature to obtain condensates without a discernible normal fraction. Condensates containing  $5 \times 10^6$  sodium atoms in the  $F = 1$ ,  $m_F = -1$  ground state were produced within 30 s. The presence of the laser-light sheet neither changed the number of condensed atoms from our previous work (3) nor required a modification of the evaporation path; hence, problems with heating encountered earlier with an optically plugged magnetic trap (2) were purely technical. In the present application, the argon ion laser beam was not needed to avoid a loss process, and thus we had complete freedom in the choice of laser power and focal parameters.

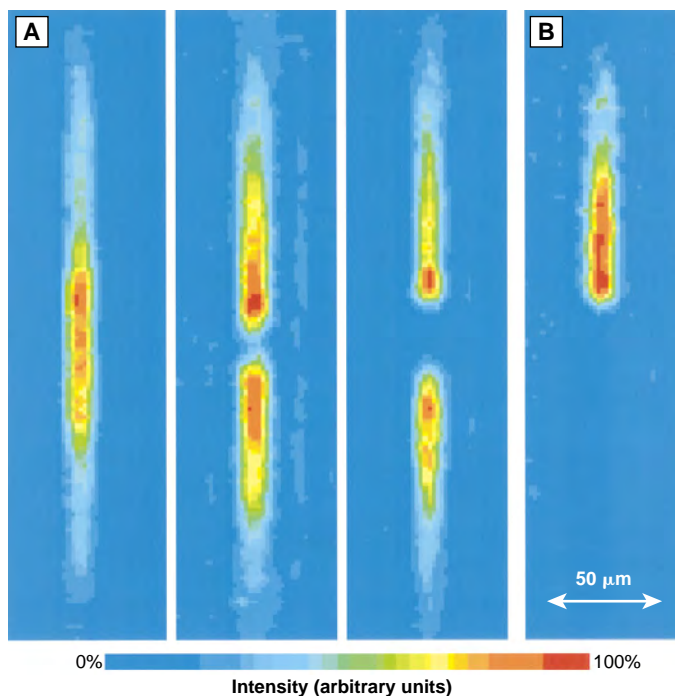
The double condensate was directly observed by nondestructive phase-contrast imaging (Fig. 1A). This technique is an extension of our previous work on dispersive imaging (4) and greatly improved the signal-to-noise ratio. The probe light frequency was far detuned from a resonant transition (1.77 GHz to the red), and thus absorption was negligible. Images were formed by photons scattered coherently in the forward direction. The phase modulation caused by the condensate was transformed into an intensity modulation at the

camera by retarding the transmitted probe beam by a quarter-wave with a phase plate in the Fourier plane. Previously, the transmitted probe beam was blocked by a thin wire (dark-ground imaging).

Interference between the condensates was observed by simultaneously switching off the magnetic trap and the argon ion laser-light sheet. The two expanding condensates overlapped and were observed by absorption imaging. After 40 ms time-of-flight, an optical pumping beam transferred the atoms from the  $F = 1$  hyperfine state to the  $F = 2$  state. With a 10- $\mu\text{s}$  delay, the atoms were exposed to a short (50  $\mu\text{s}$ ) circularly polarized probe beam resonant with the  $F = 2 \rightarrow F' = 3$  transition and absorbed  $\sim 20$  photons each. Under these conditions, the atoms moved  $\sim 5 \mu\text{m}$  horizontally during the exposure.

Absorption imaging usually integrates along the line of sight and therefore has only two-dimensional spatial resolution. Because the depth of field for 15- $\mu\text{m}$  fringes is comparable to the size of an expanded cloud, and because the fringes are in general not parallel to the axis of the probe light, line-of-sight integration would cause considerable blurring. We avoided this problem and achieved three-dimensional resolution by restricting absorption of the probe light to a thin horizontal slice of the cloud. The optical pumping beam was focused into a light sheet of adjustable thickness (typically 100  $\mu\text{m}$ ) and a width of a few millimeters; this pumping beam propagated perpendicularly to the probe light and parallel to the long axis of the trap (39). As a result, the

**Fig. 1.** (A) Phase-contrast images of a single Bose condensate (left) and double Bose condensates, taken in the trap. The distance between the two condensates was varied by changing the power of the argon ion laser-light sheet from 7 to 43 mW. (B) Phase-contrast image of an originally double condensate, with the lower condensate eliminated.



probe light was only absorbed by a thin slice of the cloud where the atoms were optically pumped. Because high spatial resolution was required from only the fraction of atoms residing in the slice, a good signal-to-noise ratio required condensates with millions of atoms.

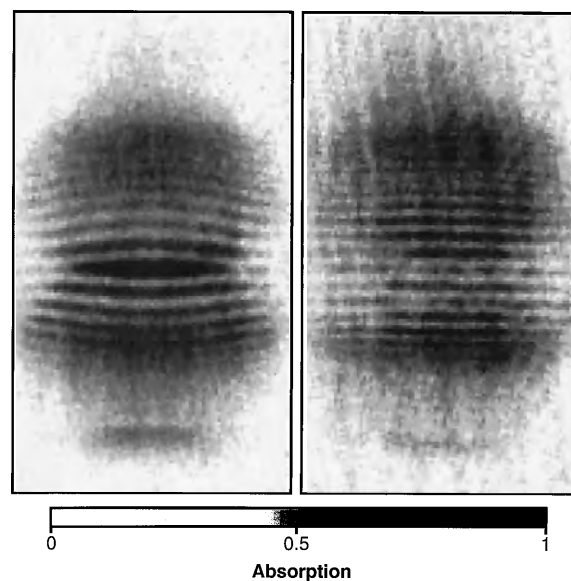
**Interference between two Bose condensates.** In general, the pattern of interference fringes differs for continuous and pulsed sources. Two point-like monochromatic continuous sources would produce curved (hyperbolic) interference fringes. In contrast, two point-like pulsed sources show straight interference fringes; if  $d$  is the separation between two point-like condensates, then their relative speed at any point in space is  $d/t$ , where  $t$  is the delay between pulsing on the source (switching off the trap) and observation. The fringe period is the de Broglie wavelength  $\lambda$  associated with the relative motion of atoms with mass  $m$ ,

$$\lambda = \frac{ht}{md} \quad (1)$$

where  $h$  is Planck's constant. The amplitude and contrast of the interference pattern depends on the overlap between the two condensates.

The interference pattern of two condensates after 40 ms time-of-flight is shown in Fig. 2. A series of measurements with fringe spacings of  $\sim 15 \mu\text{m}$  showed a contrast varying between 20 and 40%. When the imaging system was calibrated with a standard optical test pattern, we found  $\sim 40\%$  contrast at the same spatial frequency. Hence, the contrast of the atomic interference was between 50 and 100%. Because the condensates are much larger than the observed fringe spacing, they must have a high degree of spatial coherence.

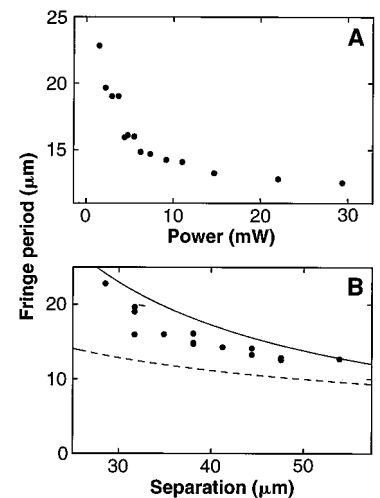
**Fig. 2.** Interference pattern of two expanding condensates observed after 40 ms time-of-flight, for two different powers of the argon ion laser-light sheet (raw-data images). The fringe periods were 20 and 15  $\mu\text{m}$ , the powers were 3 and 5 mW, and the maximum absorptions were 90 and 50%, respectively, for the left and right images. The fields of view are 1.1 mm horizontally by 0.5 mm vertically. The horizontal widths are compressed fourfold, which enhances the effect of fringe curvature. For the determination of fringe spacing, the dark central fringe on the left was excluded.



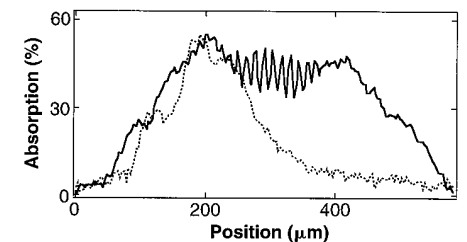
We observed that the fringe period became smaller for larger powers of the argon ion laser-light sheet (Fig. 3A). Larger power increased the distance between the two condensates (Fig. 1A). From phase-contrast images, we determined the distance  $d$  between the density maxima of the two condensates versus argon ion laser power. The fringe period versus maxima separation (Fig. 3B) is in reasonable agreement with the prediction of Eq. 1, although this equation strictly applies only to two point sources. Wallis *et al.* (26) calculated the interference pattern for two extended condensates in a harmonic potential with a Gaussian barrier. They concluded that Eq. 1 remains valid for the central fringes if  $d$  is replaced by the geometric mean of the separation of the centers of mass and the distance between the density maxima of the two condensates. This prediction is also shown in Fig. 3B. The agreement is satisfactory given our experimental uncertainties in the determination of the maxima separations ( $\sim 3 \mu\text{m}$ ) and of the center-of-mass separations ( $\sim 20\%$ ). We conclude that the numerical simulations for extended interacting condensates (26) are consistent with the observed fringe periods.

We performed a series of tests to support our interpretation of matter-wave interference. To demonstrate that the fringe pattern was caused by two condensates, we compared it with the pattern from a single condensate (this is equivalent to performing a double-slit experiment and covering one of the slits). One condensate was illuminated with a focused beam of weak resonant light 20 ms before release, causing it to disappear almost completely as a result of optical pumping to untrapped states and evaporation after heating by photon recoil (Fig. 1B).

The resulting time-of-flight image did not exhibit interference, and the profile of a single expanded condensate matched one side of the profile of a double condensate (Fig. 4). The profile of a single expanded condensate showed some coarse structure, which most likely resulted from the nonparabolic shape of the confining potential. We found that the structure became more pronounced when the focus of the argon ion laser had some weak secondary intensity maxima. In addition, the interference between two condensates disappeared when the argon ion laser-light sheet was left on for



**Fig. 3.** (A) Fringe period versus power in the argon ion laser-light sheet. (B) Fringe period versus observed spacing between the density maxima of the two condensates. The solid line is the dependence given by Eq. 1, and the dashed line is the theoretical prediction of (26) incorporating a constant center-of-mass separation of 96  $\mu\text{m}$ , neglecting the small variation ( $\pm 10\%$ ) with laser power.



**Fig. 4.** Comparison between time-of-flight images for a single and double condensate, showing vertical profiles through time-of-flight pictures similar to Fig. 2. The solid line is a profile of two interfering condensates, and the dotted line is the profile of a single condensate, both released from the same double-well potential (argon ion laser power, 14 mW; fringe period, 13  $\mu\text{m}$ ; time of flight, 40 ms). The profiles were horizontally integrated over 450  $\mu\text{m}$ . The dashed profile was multiplied by a factor of 1.5 to account for fewer atoms in the single condensate, most likely the result of loss during elimination of the second half.



2 ms after the magnetic trap was switched off. The absorption images showed that the two condensates were pushed apart and did not subsequently overlap.

Another test confirmed that the fringes were not attributable to density waves of two colliding condensates. Because the interference pattern depends on the phases of the condensates, the fringes should be sensitive to perturbations that strongly affect the phase but weakly affect the motion. Applying resonant rf radiation during the expansion of the two condensates caused a reduction of the fringe contrast by up to a factor of 4. The greatest reduction in contrast was found when the rf was swept 25 times between 0 and 300 kHz at 1 kHz. When a single condensate was exposed to the same rf radiation, no clearly discernible differences in the time-of-flight pictures were found. A possible explanation for the reduced fringe contrast is that frequent sweeps through the resonance in slightly inhomogeneous dc and rf magnetic fields created atoms in different superpositions of hyperfine states that only partially interfered.

The visibility of the fringes depended critically on several imaging parameters, as expected for the observation of such a finely striated structure. The fringes became almost invisible when the thickness of the optical pumping sheet was increased to 800  $\mu\text{m}$ , whereas the focus of the imaging system could be varied over a wider range of up to  $\pm 1$  mm without losing contrast. This implies that the fringes were at a small angle ( $\sim 20$  mrad) with respect to the probe beam.

The interference was remarkably robust. The fringes were very regular, although no attempt was made to control residual magnetic fields during the expansion. The high contrast implies that neither phase diffusion during expansion nor collisions with normal atoms were important. The latter aspect was studied in more detail when the rf evaporation was stopped at higher temperatures. We still observed fringes of identical contrast (40), but with decreasing amplitude because of the smaller number of condensed atoms. At the transition temperature, the fringes and the condensate disappeared.

We now consider whether the two condensates were truly independent. When the power of the argon ion laser was varied, we realized both well-separated and connected condensates. The chemical potential of the Bose condensates was  $\sim 4$  kHz. The height of the barrier created by the argon ion laser was estimated to be  $\sim 2$  kHz per milliwatt of power. At 100-mW laser power, the barrier height was 10  $\mu\text{K}$ , resulting in a cloud that was already split well above the phase transition temperature of  $\sim 2$   $\mu\text{K}$ . The tunneling time of well-separated condensates was estimated to be greater than the age of the

universe (19), and thus our experiment should be equivalent to Anderson's gedanken experiment ("What is the relative phase of two buckets of liquid helium?") (31) and also to an interference experiment between two independent lasers (41). Two independent condensates will show high-contrast interference fringes with a phase that varies between experiments (20, 23, 24, 27). In our experiment, however, even a fixed relative phase would have been detected as being random because of mechanical instabilities on a 10- $\mu\text{m}$  scale. Once it becomes possible to distinguish between fixed and random phases, we should be able to investigate how phase coherence is established and lost. One possible experiment would be to adiabatically switch on the argon ion laser after condensation, thus splitting a single condensate, and to study how a definite phase becomes random as a function of time.

For argon ion laser powers below 4 mW, the interference pattern was slightly curved and symmetric about a central fringe that was always dark (Fig. 2). We conjecture that for small separations, the two condensates overlap very early during the expansion and interactions between them are not negligible. When the power of the laser-light sheet was lowered further, the number of fringes decreased, while the central dark feature persisted and eventually lost contrast. For such low powers we were in the regime where the condensates were not fully separated.

The observation of matter-wave interference with a 15- $\mu\text{m}$  period required sources of atoms with a matter wavelength of 30  $\mu\text{m}$ , corresponding to a kinetic energy of 0.5 nK or 1/2600th of the single-photon recoil energy. This energy is much smaller than the mean-field energy of Bose condensates in our trap ( $\sim 100$  nK) and also much less than the zero-point energy ( $\sim 15$  nK). Fortunately, the extremely anisotropic expansion of the condensates released from the cloverleaf trap yields atoms with very long de Broglie wavelengths in the axial direction.

**Outlook.** The techniques of condensate cutting and three-dimensional absorption imaging described above open up possibilities for further investigations. We have switched off the trap and observed the existence of the relative phase of two condensates. The next logical step is to combine this technique with our recently demonstrated output coupler for a Bose condensate (42). In that case, recording the interference pattern for the first output pulse creates a coherent state of the trapped condensate through the quantum measurement process. Subsequent output pulses could be used to study the time evolution of the

phase and the loss of coherence resulting from phase diffusion (21, 27, 33).

By using a thinner barrier ( $\sim 1$   $\mu\text{m}$ ) between the two condensates, it should be possible to reliably establish a weak link and study quantum tunneling, or the Josephson effect, for atoms (18, 19, 29). For superconductors, the Josephson effect is the usual way of detecting the phase of the order parameter. For atomic Bose condensates, we observed a relative phase directly. This is an example of the complementary physics that can be explored with Bose condensation in dilute atomic gases. Moreover, we have shown the technical feasibility of manipulating magnetically trapped Bose condensates with far-off-resonant laser beams. Hence, it is possible to perform "microsurgery" of Bose condensates, such as shaping the trapping potential or creating localized excitations (for example, using such a laser beam as a "paddle wheel" to excite rotational motion).

The observation of high-contrast interference fringes is clear evidence for spatial coherence over the extent of the condensates (43). In theoretical treatments, coherence (off-diagonal long-range order) has been used as the defining criterion for BEC (30). Our results also demonstrate that a Bose condensate consists of "laser-like" atoms, or atoms that interfere without any further selection by collimating apertures. This opens up the field of coherent atomic beams. Our recent work on an output coupler for a Bose condensate (42) already contained all the elements of an atom laser (44), because it created multiple pulses that should have a coherence length exceeding the size of a single condensate. Although this has been described as the first realization of an atom laser (45), we felt the demonstration that Bose condensed atoms have a measurable phase was a crucial missing feature. The present work addresses this issue and demonstrates that a Bose condensate with an output coupler is an atom laser.

*Note added in proof:* We have recently combined the rf output coupler (42) with the observation of interference between two condensates. The output pulse from a split condensate showed high-contrast interference that was very similar to the results discussed above (46). This proves that the rf output coupler preserves the coherence of the condensates.

## REFERENCES AND NOTES

1. M. H. Anderson, J. R. Ensher, M. R. Matthews, C. E. Wieman, E. A. Cornell, *Science* **269**, 198 (1995).
2. K. B. Davis *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 3969 (1995).
3. M.-O. Mewes *et al.*, *ibid.* **77**, 416 (1996).
4. M. R. Andrews *et al.*, *Science* **273**, 84 (1996).
5. C. C. Bradley, C. A. Sackett, R. G. Hulet, in preparation; see also C. C. Bradley *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 1687 (1995).

6. D. S. Jin, J. R. Ensher, M. R. Matthews, C. E. Wieman, E. A. Cornell, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 420 (1996).
7. M.-O. Mewes *et al.*, *ibid.*, p. 988.
8. M. Edwards, P. A. Ruprecht, K. Burnett, R. J. Dodd, C. W. Clark, *ibid.*, p. 1671.
9. S. Stringari, *ibid.*, p. 2350.
10. M. Holland and J. Cooper, *Phys. Rev. A* **53**, R1954 (1996).
11. Y. Castin and R. Dum, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 5315 (1996).
12. Y. Kagan, E. L. Surkov, G. V. Shlyapnikov, *Phys. Rev. A* **54**, R1753 (1996).
13. A. Griffin, W.-C. Wu, S. Stringari, in preparation.
14. P. Nozières and D. Pines, *The Theory of Quantum Liquids* (Addison-Wesley, Reading, MA, 1990), vol. 2.
15. P. W. Anderson, *Rev. Mod. Phys.* **38**, 298 (1966).
16. Y. Kagan, in *Bose-Einstein Condensation*, A. Griffin, D. Snoke, S. Stringari, Eds. (Cambridge Univ. Press, Cambridge, 1995), pp. 202–225.
17. H. T. C. Stoof, *ibid.*, pp. 226–245.
18. J. Javanainen, *Phys. Rev. Lett.* **57**, 3164 (1986).
19. F. Dalfovo, L. Pitaevskii, S. Stringari, *Phys. Rev. A* **54**, 4213 (1996).
20. J. Javanainen and S. M. Yoo, *Phys. Rev. Lett.* **76**, 161 (1996).
21. E. M. Wright, D. F. Walls, J. C. Garrison, *ibid.* **77**, 2158 (1996).
22. W. Hoston and L. You, *Phys. Rev. A* **53**, 4254 (1996).
23. M. Naraschewski, H. Wallis, A. Schenzle, J. I. Cirac, *ibid.* **54**, 2185 (1996).
24. J. I. Cirac, C. W. Gardiner, M. Naraschewski, P. Zoller, *ibid.*, p. R3714.
25. T. Wong, M. J. Collett, D. F. Walls, *ibid.*, p. R3718.
26. H. Wallis, A. Röhrli, M. Naraschewski, A. Schenzle, *ibid.*, in press.
27. Y. Castin and J. Dalibard, in preparation.
28. E. M. Wright, T. Wong, M. J. Collett, S. M. Tan, D. F. Walls, in preparation.
29. M. W. Jack, M. J. Collett, D. F. Walls, *Phys. Rev. A* **54**, R4625 (1996).
30. K. Huang, *Statistical Mechanics* (Wiley, New York, ed. 2, 1987).
31. P. W. Anderson, in *The Lesson of Quantum Theory*, J. D. Boer, E. Dal, O. Ulfbeck, Eds. (Elsevier, Amsterdam, 1986), pp. 23–33.
32. A. J. Leggett and F. Sols, *Found. Physics* **21**, 353 (1991).
33. M. Lewenstein and L. You, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 3489 (1996).
34. C. J. Bordé, *Phys. Lett. A* **204**, 217 (1995).
35. R. J. C. Spreeuw, T. Pfau, U. Janicke, M. Wilkens, *Europhys. Lett.* **32**, 469 (1996).
36. M. Holland, K. Burnett, C. Gardiner, J. I. Cirac, P. Zoller, *Phys. Rev. A* **54**, R1757 (1996).
37. M. Olshani, Y. Castin, J. Dalibard, in *Laser Spectroscopy XII*, M. Ignuscio, M. Allegrini, A. Sasso, Eds. (World Scientific, Singapore, 1996), pp. 7–12.
38. W. Ketterle and N. J. van Druten, in *Advances in Atomic, Molecular, and Optical Physics*, B. Bederson and H. Walther, Eds. (Academic Press, San Diego, CA, 1996), vol. 37, pp. 181–236, and references therein.
39. Inhomogeneities in the pumping sheet caused weak striations that were perpendicular to the observed fringes and could therefore be clearly distinguished.
40. The thermal cloud had expanded so much that it contributed negligible background.
41. R. L. Pfleeger and L. Mandel, *Phys. Rev.* **159**, 1084 (1967).
42. M.-O. Mewes *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 582 (1997).
43. We are not distinguishing here between different aspects of coherence that are expressed by expectation values of products of one, two, or four field operators.
44. E. Cornell, *J. Res. Natl. Inst. Stand. Technol.* **101**, 419 (1996).
45. K. Burnett, *Physics World*, 18 (October 1996).
46. In these experiments, we transferred ~50% of the atoms into the  $F = 1$ ,  $m_F = 0$  state, immediately turned off the argon ion laser-light sheet to allow the two out-coupled condensates to overlap, and switched off the magnetic trap 2 ms later to avoid acceleration by quadratic Zeeman shifts.
47. We thank M. Naraschewski and H. Wallis for enlightening discussions; their theoretical simulations (26) were helpful in selecting the final parameters for the experiment. We also thank M.-O. Mewes for essential contributions during the early phase of the experiment, S. Inouye for experimental assistance, and D. Kleppner and D. Pritchard for valuable discussions. Supported by the Office of Naval Research, NSF, Joint Services Electronics Program, and the Packard Foundation. D.M.K. was supported by a NSF Graduate Research Fellowship, C.G.T. by a North Atlantic Treaty Organization (NATO) Science Fellowship, and H.-J.M. by Deutscher Akademischer Austauschdienst (NATO Science Fellowship).

11 December 1996; accepted 19 December 1996

# AAAS–Newcomb Cleveland Prize

## To Be Awarded for a Report, Research Article, or an Article Published in *Science*

The AAAS–Newcomb Cleveland Prize is awarded to the author of an outstanding paper published in *Science*. The value of the prize is \$5000; the winner also receives a bronze medal. The current competition period began with the 7 June 1996 issue and ends with the issue of 30 May 1997.

Reports, Research Articles, and Articles that include original research data, theories, or syntheses and that are fundamental contributions to basic knowledge or are technical achievements of far-reaching consequence are eligible for consideration for the prize. The paper must be a first-time publication of the author's own work. Reference to pertinent earlier work by the author may be included to give perspective.

Throughout the competition period, readers are

invited to nominate papers appearing in the Reports, Research Articles, or Articles sections. Nominations must be typed, and the following information provided: the title of the paper, issue in which it was published, author's name, and a brief statement of justification for nomination. Nominations should be submitted to the AAAS–Newcomb Cleveland Prize, AAAS, Room 1044, 1200 New York Avenue, NW, Washington, DC 20005, and **must be received on or before 30 June 1997**. Final selection will rest with a panel of distinguished scientists appointed by the editor-in-chief of *Science*.

The award will be presented at the 1998 AAAS annual meeting. In cases of multiple authorship, the prize will be divided equally between or among the authors.

# Demonstrating quantum random with single photons

Patrick Bronner<sup>1</sup>, Andreas Strunz<sup>1</sup>, Christine Silberhorn<sup>2</sup> and Jan-Peter Meyn<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Friedrich-Alexander-Universität Erlangen, Physikalisches Institut, Didaktik der Physik, Staudtstrasse 7, 91058 Erlangen, Germany

<sup>2</sup> Max Planck Junior Research Group, Guenther-Scharowsky-Strasse 1, 91058 Erlangen, Germany

E-mail: [Jan-Peter.Meyn@physik.uni-erlangen.de](mailto:Jan-Peter.Meyn@physik.uni-erlangen.de) and [csilberhorn@physik.uni-erlangen.de](mailto:csilberhorn@physik.uni-erlangen.de)

Received 26 June 2009

Published 14 August 2009

Online at [stacks.iop.org/EJP/30/1189](http://stacks.iop.org/EJP/30/1189)

## Abstract

We present an experiment for education which demonstrates random transmission or reflection of heralded single photons on beam splitters. With our set-up, we can realize different quantum random experiments by appropriate settings of polarization rotators. The concept of entanglement is motivated by correlated randomness. The experiments are suitable for undergraduate education and are available as interactive screen experiments.

(Some figures in this article are in colour only in the electronic version)

## 1. Introduction

The random process is a unique feature of quantum physics. Contrary to classical physics, quantum physics does not definitely predict what will happen when an individual measurement is performed. Only probabilities for all possible measurement outcomes are determined. Quantum physics is the sole theory which contains intrinsic randomness. This fact has been very disturbing to many physicists, including Albert Einstein, who expressed his discomfort saying ‘I, at any rate, am convinced that he does not throw dice’ [1]. Since the first decades of the 20th century, quantum randomness has been confirmed by theoretical and experimental research. The discovery that individual events are absolutely random is one of the most significant findings of the last century. Quantum random should therefore play a substantial role in education. Didactic aspects of quantum randomness have been discussed in connection with quantum experiments [2], evaluated hands-on tutorial activities [3, 4], probability theories [5, 6] and philosophical aspects [7, 8].

Furthermore, random numbers are an essential tool for a wide range of applications: for computer simulations, for testing fundamental physical laws [9] and for lottery games. Many important applications for random numbers are in the new field of quantum information, such

as quantum cryptography. Quantum cryptography is based on the idea of generating a key sequence between two parties [10]. To produce the key sequence, a random number generator is needed for both communication parties. Random numbers used for cryptographic protocols have to fulfil stringent quality criteria, such as unpredictability and a bias-free statistical distribution. For sensitive applications, reliable random numbers are essential.

There are two approaches to producing random numbers: algorithmic and hardware-based implementations. Algorithmic random number generators apply a mathematical formula to produce random bits from a seed. The seed is obtained from data which are not easily accessible to an eavesdropper, such as computer clock reading or computer mouse path movement. If the seed is known, the random number could be predicted in principle, therefore these generators are typically called pseudorandom. Hardware-based systems can also use the unpredictable behaviour of a complex or chaotic physical system, where determinism is hidden behind complexity. The prediction of such a classical system is possible if sufficient knowledge of the initial conditions is available. Contrarily, a hardware-based system which employs a quantum mechanical process can produce true randomness, according to theory. The first quantum random number generators exploited the radiation of a single atom [11] or the decay of a radioactive nucleus [12]. Although it is a fact that the radioactive process produces random numbers of excellent quality [13] and the experiment is available for undergraduate labs [2], the use of radioactive material causes health and safety concerns. Recently, a hardware quantum random number generator [14] based on the unpredictable transmission or reflection of a single photon on a beam splitter has been demonstrated.

We have designed single photon experiments on quantum randomness for educational purposes in order to expand existing single photon demonstration experiments [15–17]. All our quantum random experiments are available as interactive screen experiments [18] on our website<sup>3</sup> and may be used in high school and undergraduate lessons. The quantum random generators are very similar to modern research experiments [14, 19] and yield comparable results.

In the following section, we recall the concept of quantum randomness. In section 3, the experimental setting is described. The randomness of a single photon on a beam splitter is presented in section 4. We extend the experiment in section 5 to a symmetric set-up with two beam splitters, both for separable and entangled photons. Finally, we test the random data with statistical tests in section 6.

## 2. Quantum random

### 2.1. Concept of quantum randomness

Quantum random occurs in the measurement of a system in a quantum superposition of basis states:

$$|\psi\rangle = \sum_{i=1}^z a_i |x_i\rangle.$$

The coefficients  $a_i$  with  $i \in \mathbb{N}$  are probability amplitudes with  $\sum_{i=1}^z |a_i|^2 = 1$ . The elementary quantum superposition state is a linear superposition of two single states ( $z = 2$ ):

$$|\psi\rangle = a_1 |x_1\rangle + a_2 |x_2\rangle.$$

A quantum superposition of a two-state system is called a quantum bit (qubit) [20]. In contrast to a classical bit, a qubit cannot only be found in one of the two basis states, but also in a

<sup>3</sup> Interactive screen experiments and random data are available through [www.quantumlab.de](http://www.quantumlab.de).

superposition of both. Measurements of qubits yield a projection on one basis state with the probability given by the coefficients. In physical experiments, qubits can be realized easily, e.g., with single photons. A photonic qubit arises from a distinguishable path by transmission  $T$  or reflection  $R$  of a single photon state on a 50% beam splitter:

$$|\psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|T\rangle + |R\rangle). \quad (1)$$

Alternatively, a qubit can be realized by a diagonal polarized photon with horizontal ( $H$ ) and vertical ( $V$ ) polarization basis:

$$|\psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|H\rangle + |V\rangle). \quad (2)$$

A polarization beam splitter transforms the polarization basis into a spatial basis.

Qubits can also be prepared with trapped ions [21], nuclear spin [22] and electron spin in quantum dots [23]. For a random number generator, the basis states of the qubit are associated with the binary values 0 and 1, respectively.

## 2.2. Quantum random generators

Any qubit would be useful for the generation of quantum random numbers. For commercial use, a quantum number generator should be small, fast, easy to use and safe. The best solution is to use photonic systems, because light is easy to handle and its intensity can be adjusted. The first light-based random number generators were established in 1994 [24–26]. These systems used attenuated light pulses with Poissonian photon number statistics. Theoretically, the light can be treated as a classical electromagnetic wave, which is detected behind a beam splitter by two binary quantum detectors. The quantum process takes place due to absorption of light in the detectors. There is no preparation of a single photon state required, thus the description with a quantum superposition state as discussed above appears not to be appropriate. Commercial quantum random systems with attenuated light are available as USB modules [27].

## 2.3. Photon-based quantum random generator

A quantum random number generator especially based on photonic qubits as discussed in section 2.1 relies on the superposition of single photon states. The single photon qubit can be realized on a 50% beam splitter (equation (1)) or on a polarizing beam splitter (equation (2)). The measurement takes place behind the beam splitter with sensitive detectors. The first quantum random number generator which used the superposition of a single photon state on a beam splitter was demonstrated in 2004 [14]. Subsequently, quantum random generators with two photons have been realized with entangled photons [19, 28] and Hong–Ou–Mandel states [29].

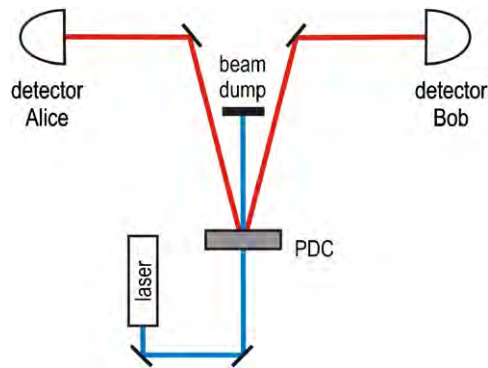
# 3. Experiment

## 3.1. Single photon preparation

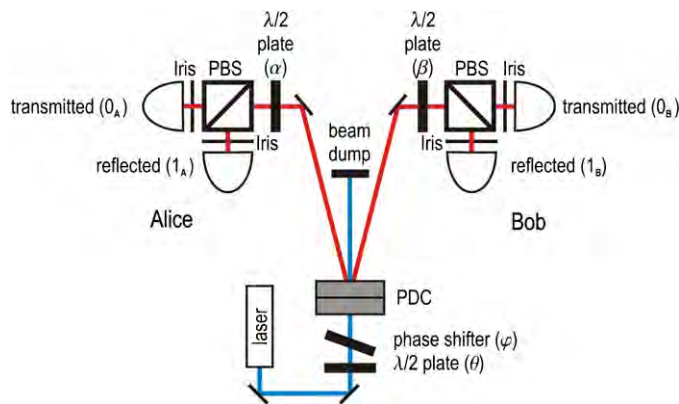
For the preparation of single photons, we use photon pairs which are generated by parametric down conversion (PDC) in a nonlinear crystal with a spread of different arrival times. One photon is detected as a gate to specify the time event of the other photon within a coincidence window of 2 ns. The coincidence method (figure 1) is used in all experiments.

The quality of the heralded single photon source can be demonstrated with the second-order correlation function  $g^{(2)}(0)$  [30]. In an ideal single photon case, the second-order





**Figure 1.** Sketch of the set-up to measure coincidences.



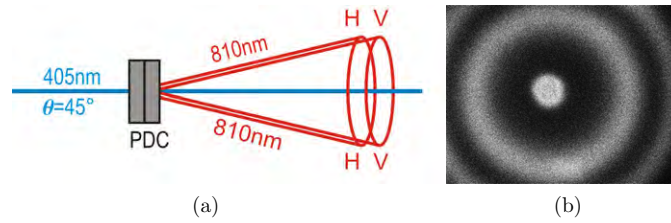
**Figure 2.** Sketch of the complete demonstration experiment.

correlation function should be  $g^{(2)}(0) = 0$ . We measure a second-order correlation function of  $g^{(2)}(0) = 0.0059 \pm 0.0006$ , which is over 1600 standard deviations beyond the classical limit with  $g^{(2)}(0) = 1$ .

### 3.2. Experimental set-up

For demonstrating quantum random on beam splitters, we set up an experiment where different types of photon random experiments can be realized. The set-up of the experiment is sketched in figure 2.

Photon pairs are generated by the PDC process under energy and momentum conservation in two 0.5 mm long barium beta borate crystals. The crystals have orthogonal orientation and are stacked together [31]. The first (second) crystal converts a vertically (horizontally) polarized 405 nm laser photon in two horizontally (vertically) polarized downconversion photons, each around 810 nm with an efficiency of  $10^{-11}$ . Due to momentum conservation, the photons are emitted diagonally to each other on a cone. The opening angles of the cones can be independently adjusted. The laser (CrystaLaser BCL-405-S) has a power of 24 mW, a wavelength of 405 nm and is vertically polarized. The polarization of the laser light is adjusted



**Figure 3.** Crystal combination as an entanglement source. (a) Sketch of the set-up. (b) Photograph of two separated cones.

with a  $\lambda/2$ -plate (angle  $\theta$ ) in front of the crystal combination. With  $\theta = 0^\circ$ , only the first crystal produces photon pairs in the  $|H\rangle|H\rangle$  state<sup>4</sup>.

For  $\theta = 45^\circ$ , the photon pairs are generated in both sections of the composite device (figure 3). Both crystals emit a single cone which are aligned to overlap with a cone opening of  $\pm 3^\circ$ . The experimental configuration ensures that the generation of photon pairs from the two crystals becomes indistinguishable, which yields a polarization-entangled state

$$|\psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|H\rangle|H\rangle + e^{i\varphi}|V\rangle|V\rangle).$$

The phase  $\varphi$  of the entangled state can be adjusted with a phase shifter [32] before the crystal combination. With the phase  $\varphi = 0$ , we produce a Bell state, which is necessary for the random experiment in section 5.2. To enhance entanglement visibility, we use irises before every detector to detect only photons from the total overlap area of the two cones.

For polarization measurement, we place a combination of a  $\lambda/2$ -plate (angles  $\alpha$  and  $\beta$ ) and a polarizing beam splitter (PBS) on each side of the symmetric set-up. The photons are detected with fibre-coupled avalanche photo diodes (PerkinElmer SPCM AQ4C), which are protected by bandpass filters (780–820 nm) against diffuse visible light. The detection arrangements are commonly referred to as Alice and Bob. For data acquisition, we use a time-digital converter module (Acam TDC-GPX). The allocation between binary numbers and the transmitted or reflected detector after the beam splitter is not consistent in the literature [26, 33]; we use the allocation transmitted = 0, reflected = 1 according to [26].

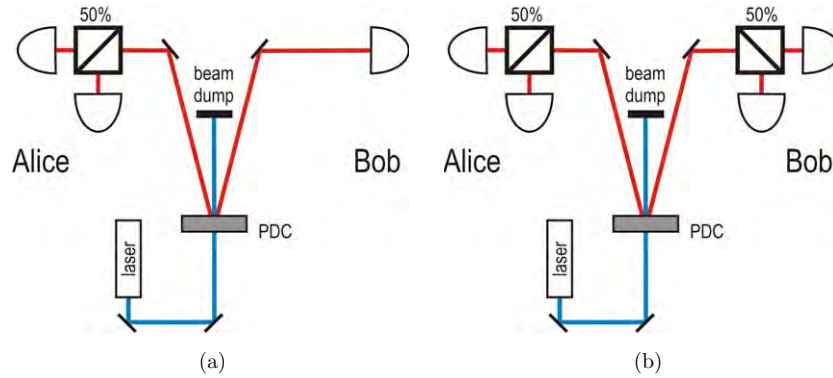
### 3.3. Different random experiments with one set-up

Different types of photon random experiments can be realized by turning one to three  $\lambda/2$ -plates (angles  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\theta$ ) between two positions. To rotate the polarization of the light by an angle, the corresponding  $\lambda/2$ -plate is physically rotated by half that angle. The polarization of the photons on Alice's and Bob's side ( $\alpha$ ,  $\beta$ ) can be set to  $0^\circ$  or  $45^\circ$ . With laser polarization  $\theta = 0^\circ$ , separable photon pairs are prepared; with  $\theta = 45^\circ$ , the photon pairs are entangled.

With the angles  $\alpha = \beta = \theta = 0^\circ$ , all photon pairs are generated in the first crystal and are detected in the transmitted detectors on Alice's and Bob's side. The experiment is reduced to the source and two detectors (figure 1), and the coincidence method can be discussed. The generated quantum state is

$$|\psi\rangle = |H\rangle_A |H\rangle_B. \quad (3)$$

<sup>4</sup> Analogue experiments would be possible with  $\theta = 90^\circ$ , preparing the  $|V\rangle|V\rangle$  state. In the following, we do not discuss these redundant cases.



**Figure 4.** Reduction of the experimental set-up. (a) One beam splitter random experiment. (b) Two beam splitter random experiment.

With the angles  $\alpha = 45^\circ$  and  $\beta = \theta = 0^\circ$ , the experiment is expanded by a beam splitter combination on Alice's side (figure 4(a)). The original quantum state (equation (3)) is turned into

$$|\psi\rangle = \left( \frac{1}{\sqrt{2}} (|H\rangle_A + |V\rangle_A) \right) |H\rangle_B. \quad (4)$$

With this setting, a quantum random number generator is realized on Alice's side according to equation (2). The combination of a  $\lambda/2$ -plate with a polarization rotation of  $45^\circ$  and a polarizing beam splitter is equatable to a 50% beam splitter.

With the angles  $\alpha = \beta = 45^\circ$  and  $\theta = 0^\circ$ , the experiment is expanded on Bob's side to a symmetric set-up (figure 4(b)). Now the quantum state is

$$|\psi\rangle = \left( \frac{1}{\sqrt{2}} (|H\rangle_A + |V\rangle_A) \right) \left( \frac{1}{\sqrt{2}} (|H\rangle_B + |V\rangle_B) \right). \quad (5)$$

With this setting, a quantum random number generator is realized on Alice's and Bob's side.

With the angles  $\alpha = \beta = \theta = 45^\circ$ , a quantum random number generator on Alice's and Bob's side with entangled photons is realized (figure 2). The corresponding quantum state (equation (3)) is turned into

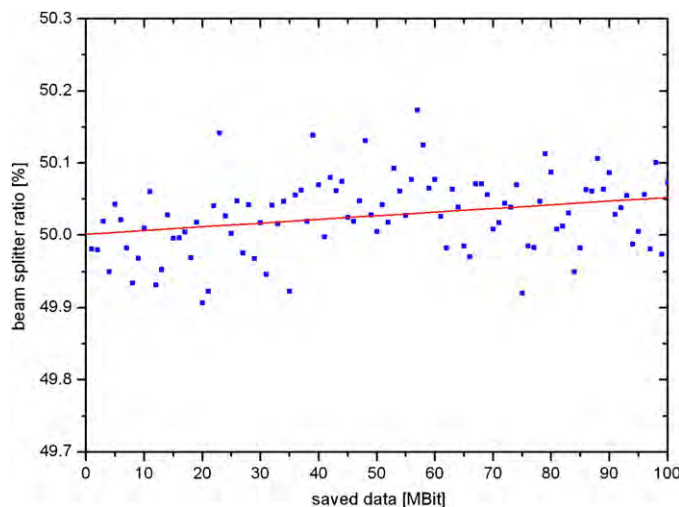
$$|\psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|H\rangle_A |H\rangle_B + |V\rangle_A |V\rangle_B). \quad (6)$$

This state is a maximally entangled state of two polarization qubits and is commonly called an entangled bit (ebit) [34].

### 3.4. Focus on the education experiment

For our demonstration experiment, we emphasize a clear geometry, where the beam path can be followed easily, and individual optical elements can be recognized (see figure 7). The lab is illuminated by white LED modules (420–750 nm). The LED light is blocked by bandpass filters (780–820 nm) in front of the detectors. The running experiment can be explained to students in a bright lab.

Quantum random bits can be recorded continuously up to  $22 \text{ kBit s}^{-1}$ . Parallel to the data acquisition, single measurement events can be picked out from the data stream at the push of button. The single measurement results are visualized with LED lamps on the detector boxes



**Figure 5.** Beam splitter ratio of the 100 MBit random bit stream with line of best fit.

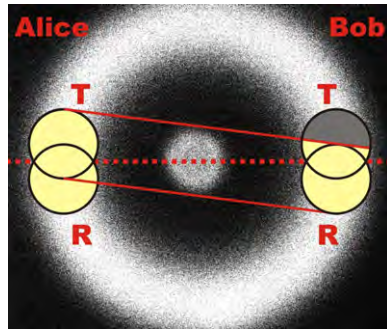
(see figure 7). All random experiments are available with single events as interactive screen experiments (ISE). For visualizing the measurement results, every ISE uses a 100 kBit dataset from the original experiment.

The quantum random experiments can be introduced in a physics course at different levels. For simplification of the basic experiment with a single beam splitter (figure 4(a)), we separate the heralded photon source from the actual beam splitter experiment with a polarization-maintaining fibre. With this two-part experiment, it is possible to discuss the quantum random process without the PDC-process.

To illustrate applications of quantum random, we provide everyday examples, such as a quantum dice. The quantum dice are applied to the musical dice game by Mozart [35].

#### 4. Single beam splitter random experiment

For the single beam splitter random experiment on Alice's side, we set the angles to  $\alpha = 45^\circ$  and  $\beta = \theta = 0^\circ$  (figure 4(a)). The photon on the beam splitter is heralded by the detection on Bob's side with the coincidence method. Due to different detector and coupling efficiencies, it is not possible, with a 50% beam splitter, to achieve an exact 50% balance of 0 and 1 bits. A common solution for removing the bias is to apply an algorithm to the collected random bits [36, 37]. The simple von Neumann algorithm groups two successive bits together. The probability of 00 and 11 is biased and discarded. The groups of 01 and 10 are unbiased, the bit group 01 is converted into 0, and the bit group 10 is converted into 1. The algorithm reduces the generated data to approximately 25%. To dispose of the bias directly in the experiment, we utilize the combination of a  $\lambda/2$ -plate and a PBS. The polarization of the photon can be rotated with a micrometer-driven waveplate holder by  $0.06^\circ$  per 0.1% variation around 50.0%. 100 MBit quantum random numbers are gathered within 2.6 h at  $10.5 \text{ kBit s}^{-1}$ . The beam splitter ratio within the dataset of a sequence of 1 MBit is  $50.02 \pm 0.05\%$  (figure 5).



**Figure 6.** Detector views on the cone. Coincidence regions between Alice's transmitted and Bob's detectors.

## 5. Two beam splitter random experiments

### 5.1. Separable quantum random

At this point, we transform the single beam splitter experiment into the symmetric set-up ( $\alpha = \beta = 45^\circ, \theta = 0^\circ$ ) (figure 4(b)). The photon on one beam splitter is heralded with the coincidence method by the detection in the transmitted or reflected detector on the other beam splitter, and vice versa. Again, on each side in one experimental run, we record 100 MBit random data. On Alice's (Bob's) side, there is a beam splitter ratio of  $50.01 \pm 0.05\%$  ( $49.98 \pm 0.05\%$ ).

The independence of both quantum random number generators is tested with the correlation function  $C$ :

$$C = \frac{N_{0_A 0_B} + N_{1_A 1_B} - N_{0_A 1_B} - N_{1_A 0_B}}{N_{0_A 0_B} + N_{1_A 1_B} + N_{0_A 1_B} + N_{1_A 0_B}}.$$

The factor  $N_{0_A 0_B}$  is the number of recorded simultaneous events with the binary value 0 in Alice's and Bob's data. In theory, the probability  $P$  for measuring simultaneous events between Alice and Bob is  $P_{0_A 0_B} = P_{1_A 1_B} = P_{0_A 1_B} = P_{1_A 0_B} = 0.25$ , which yields a correlation factor of  $C = 0$ . If the random data are perfectly correlated, the factor is  $C = \pm 1$ . We measure a correlation factor ranging from  $C = -0.1$  to  $C = 0.1$ . This deviation is caused by different detector views on the cone for diagonally emitted photon pairs. In an ideal case, the transmitted and reflected detector view of Alice's or Bob's side overlaps at exactly the same cone location. A different overlap of Alice's and Bob's detectors on the cone (figure 6) causes different probabilities for coincidence counts between the four detectors. This imbalance changes the value of the correlation function, which can be investigated numerically<sup>5</sup>. With detector alignment, we measure a correlation function of  $C = -5 \times 10^{-4} \pm 9 \times 10^{-4}$  between the recorded 100 MBit random data on Alice's and Bob's side. The random numbers are independent within the limits of error. The experiment illustrates the meaning of the term *separable state*, which is identified with a product state (equation (5)).

<sup>5</sup> Program for investigating the correlation coefficient with variable detector views on the fluorescence cone, available through [www.quantumlab.de](http://www.quantumlab.de).

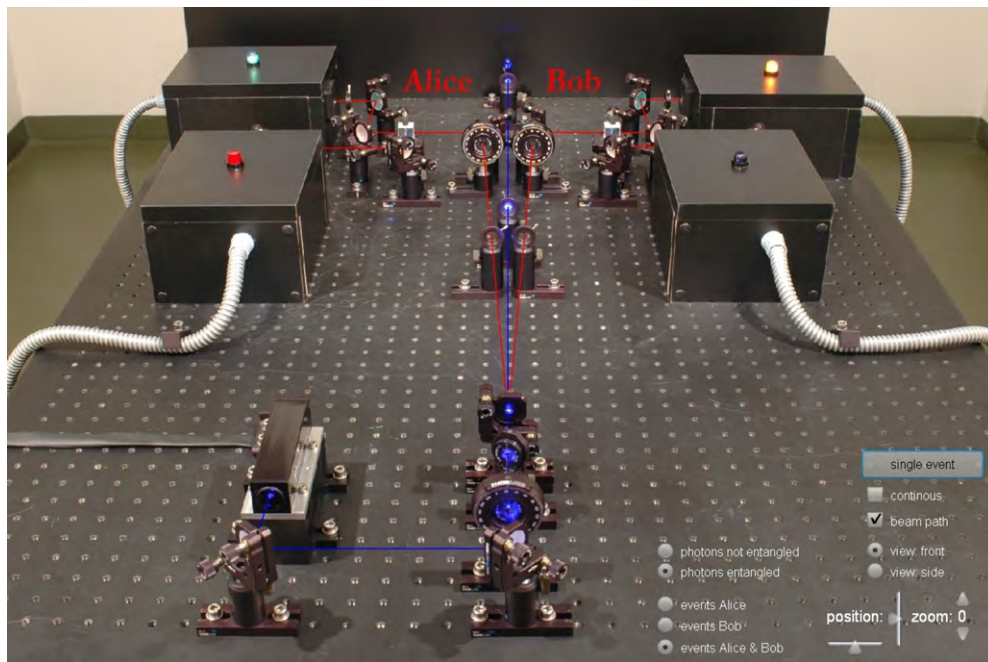


Figure 7. Screenshot of the interactive screen experiment to quantum random.

### 5.2. Entangled quantum random

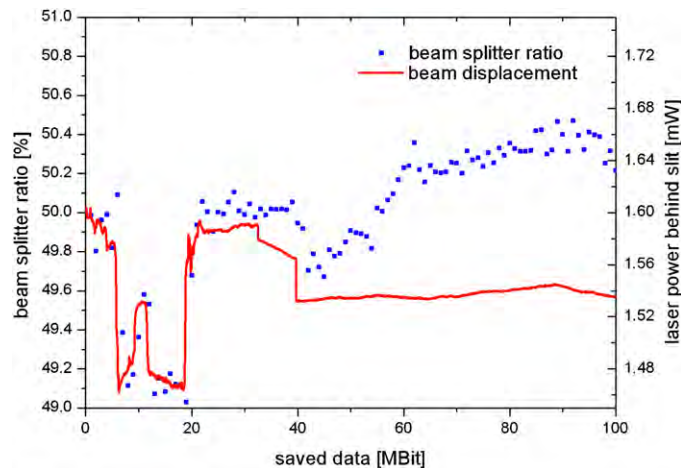
In the symmetric set-up, we entangle photons with the laser polarization of  $\theta = 45^\circ$ . Again, we take random data of 100 MBit separately on each side. The data rate of each side is reduced by the use of irises to  $630 \text{ Bit s}^{-1}$ . On Alice's (Bob's) side, there is a beam splitter ratio of  $49.99 \pm 0.36\%$  ( $50.22 \pm 0.35\%$ ). The correlation coefficient between the two data files is  $C = 0.9705 \pm 0.0002$ , which shows that the separated random processes are highly correlated. The random numbers are almost identical on each side. The probability  $P$  for simultaneous events between Alice and Bob depends on the measurement angles  $\alpha$  and  $\beta$  according to  $P_{0_A 0_B} = P_{1_A 1_B} = 1/2 \cos^2(\alpha - \beta)$  and  $P_{0_A 1_B} = P_{1_A 0_B} = 1/2 \sin^2(\alpha - \beta)$ . If  $\alpha = \beta$  as in our experiment with  $\alpha = \beta = 45^\circ$ , the photons show random behaviour at individual beam splitters, but yield identical results when comparing of Alice's and Bob's events. The principle of correlated random can be used to distribute the secret key in entangled quantum cryptography systems [38].

In the associated interactive screen experiment (figure 7), the random process on two beam splitters can be investigated by capping the detector results (lamps) on each side and switching between separable and entangled photon pairs.

### 5.3. Nonlocality

With the experiment of section 5.1, students are convinced about the quantum random process at Alice's beam splitter. Equivalently, they are convinced about the quantum random process at Bob's beam splitter. With entangled states, Bob's and Alice's results for individual measurements are identical in all cases, not only accidentally. This is a striking observation. Obviously, the photons are no longer independent. The entangled state cannot be regarded as two separable single photon states. After this observation, one might start to wonder about





**Figure 8.** Beam splitter ratio over 44 h on Alice's side with laser beam displacement.

hidden local parameters, like whether the photons could agree on reflection or transmission on either side in advance. For a stringent proof of nonlocality, the CHSH [39], Wigner [40] and Hardy [41] schemes are used. By implementing these with our set-up, local theories are excluded by more than 100 standard deviations of measurement error.

## 6. Test of randomness

There are no statistical tests which can prove absolute randomness, due to no-go theorems based on Gödel's incompleteness theorems [42]. A generally accepted definition of absolute random is missing [43].

The National Institute for Standards and Technology (NIST) has recently put forward a statistical test suite for random and pseudorandom number generators for cryptography applications [44]. The test is designed as an industry standard for testing pseudo-random number generators. It consists of 15 individual statistical tests, such as entropy, longest run of ones in a block, and so on. Each test evaluates a probability value  $P$  and a proportion value  $\hat{p}$  to quantify the randomness of the sequence. If the value  $P$  is in the interval  $P \in [0.0001; 1)$  and the value  $\hat{p}$  is within another interval, the test concludes that the sequence is absolutely random. The interval of  $\hat{p}$  depends on the significance level  $S$ , which should be in the order of  $S = 0.01$ – $0.001$ . We chose a significance level of  $S = 0.001$  for all tests, which resulted in  $\hat{p} \in [0.9895; 1.0084]$ .

The 100 MBit random data from the single beam splitter experiment (section 4) pass the NIST tests with  $P \in [0.0005; 0.9878]$  and  $\hat{p} \in [0.9900; 1.0000]$ . Similar results are achieved with Alice's and Bob's data from the two beam splitter experiment (section 5.1). To show the independence of both quantum random numbers, we add each bit of the data from Alice's and Bob's binarily modulo two. The sum passes the NIST test as well, so the two datasets are indeed independent.

With the two beam splitter experiment with entangled photons (section 5.2), we pass 8 out of 15 statistical tests on each side ( $P_A \in [0.0000; 0.9642]$ ,  $\hat{p}_A \in [0.190; 1.000]$ ). The reason for failure in some of the tests is a varying beam splitter ratio on Alice's and Bob's side between 49.0 and 50.6%, with a pattern of over 44 h measurement time (figure 8). The beam splitter ratio is caused by uncontrollable beam displacement of the pump laser over time

(figure 8), which was measured by a slit in front of a power meter. The exact overlap of the two cones and its limitation to irises behaves sensitively to beam displacement. Despite this technical limitation, the number of tests passed with entangled photons is comparable to recent research results [19].

## 7. Summary

We provide a demonstration experiment which highlights the quantum random process of single photons in different experimental settings. We give a qualitative introduction to entanglement by correlated quantum randomness. Our experiments are very similar to modern research experiments and yield comparable results. The quantum random demonstration experiment is available in the form of various interactive screen experiments.

## Acknowledgments

We would like to thank Gesine Murphy for language consultation. One of us (PB) acknowledges a scholarship from Cusanus Stiftung.

## References

- [1] Einstein A 1971 Letter to Max Born *The Born–Einstein Letters* (translated by Irene Born) 1916–1955 (New York: Walker and Company) ISBN-0-8027-0326-7
- [2] Aguayo R, Simms G and Siegel P B 1996 Throwing nature’s dice *Am. J. Phys.* **64** 752–8
- [3] Bao L and Redish E 2002 Understanding probabilistic interpretations of physical systems: a prerequisite to learning quantum physics *Am. J. Phys.* **70** 210–7
- [4] Wittmann M, Morgan J and Feeley R 2006 Laboratory-tutorial activities for teaching probability *Phys. Rev. Special Top.–Phys. Educ. Res.* **2** 020104
- [5] Chow C and Cohen T 2000 Quantum coins, dice, and children: probability and quantum statistics **68** *Am. J. Phys.* 829–34
- [6] de la Torre A 2008 On randomness in quantum mechanics *Eur. J. Phys.* **29** 567–75
- [7] Howson C 1995 Theories of probability **46** *Br. J. Phil. Sci.* **1** 1–32
- [8] Zeilinger A 2005 The message of the quantum *Nature* **438** 743
- [9] Weihs G, Jennewein T, Simon C, Weinfurter H and Zeilinger A 1998 Violation of Bell’s inequality under strict Einstein locality conditions *Phys. Rev. Lett.* **81** 5039–43
- [10] Gisin N, Ribordy G, Tittel W and Zbinden H 2002 Quantum cryptography *Rev. Mod. Phys.* **74** 145–95
- [11] Erber T and Putterman S 1985 Randomness in quantum mechanics—nature’s ultimate cryptogram? *Nature* **318** 41–3
- [12] Inoue H, Kumahara H, Yoshizawa Y, Ichimura M and Miyatake O 1983 Random numbers generated by a physical device *Appl. Stat.* **32** 115–20
- [13] HotBits 2006 Genuine random numbers, generated by radioactive decay with statistical tests <http://www.fourmilab.ch/hotbits>
- [14] Hai-Qiang M *et al* 2004 A random number generator based on quantum entangled photon pairs *Chin. Phys. Lett.* 1961–4
- [15] Thorn J, Neel M, Donato V, Bergreen G, Davies R and Beck M 2004 Observing the quantum behavior of light in an undergraduate laboratory *Am. J. Phys.* **72** 1210–9
- [16] Galvez E *et al* 2005 Interference with correlated photons: five quantum mechanics experiments for undergraduates *Am. J. Phys.* **73** 127–40
- [17] Carlson J A, Olmstead M D and Beck M 2006 Quantum mysteries tested: an experiment implementing Hardy’s test of local realism *Am. J. Phys.* **74** 180–6
- [18] Bronner P, Strunz A, Silberhorn C and Meyn J P 2009 Interactive screen experiments with single photons *Eur. J. Phys.* **30** 345–53
- [19] Owens I J, Hughes R J and Nordholt J E 2008 Entangled quantum-key-distribution randomness *Phys. Rev.* **78** 022307
- [20] Schumacher B 1995 Quantum coding *Phys. Rev. A* **51** 2738–47
- [21] Blinov B, Leibfried D, Monroe C and Wineland D 2005 Quantum computing with trapped ion hyperfine qubits *Quantum. Inform. Process.* **3** 45–59
- [22] Vandersypen L, Steffen M, Breyta G, Yannoni C, Sherwood M and Chuang I 2001 Experimental realization of Shor’s quantum factoring algorithm using nuclear magnetic resonance *Nature* **414** 883–7



- [23] van der Wiel W, Stopa M, Kodera T, Hatano T and Tarucha S 2006 Semiconductor quantum dots for electron spin qubits *New J. Phys.* **8** 28
- [24] Rarity J G, Owens P C M and Tapster P R 1994 Quantum random-number generation and key sharing *J. Mod. Opt.* **41** 2435–44
- [25] Stefanov A, Gisin N, Guinnard O, Guinnard L and Zbinden H 2000 Optical quantum random number generator *J. Mod. Opt.* **47** 595–8
- [26] Jennewein T, Zeilinger A, Achleitner U, Weihs G and Weinfurter H 2000 A fast and compact quantum random number generator *Rev. Sci. Instrum.* **71** 1675–80
- [27] id Quantique 2008 Quantis—quantum random number generator, Chemin de la Marbrerie 3, 1227 Carouge/Geneva, Switzerland <http://www.idquantique.com/>
- [28] Fiorentino M, Santori C, Spillane S M, Beausoleil R G and Munro W J 2007 Secure self-calibrating quantum random-bit generator *Phys. Rev.* **75** 032334–5
- [29] Kwon O, Cho Y and Kim Y 2009 Quantum random number generator using photon-number path entanglement *Appl. Opt.* **48** 1774–8
- [30] Fox M 2006 *Quantum Optics* (Oxford: Oxford University Press)
- [31] Kwiat P, Waks E, White A, Appelbaum I and Eberhard P 1999 Ultrabright source of polarization-entangled photons *Phys. Rev. A* **60** 773–6
- [32] Hale P and Day G 1988 Stability of birefringent linear retarders (waveplates) *Appl. Opt.* **27** 5146–53
- [33] Stipcevic M and Medved-Rogina B 2007 Quantum random number generator based on photonic emission in semiconductors *Rev. Sci. Instrum.* **78** 045104
- [34] Bennett C, DiVincenzo D, Smolin J and Wootters W 1996 Mixed-state entanglement and quantum error correction *Phys. Rev. A* **54** 3824–51
- [35] Mozart W 1793 Musikalisches Wuerfelspiel (Walzer), Adagio KV 294d/516f
- [36] von Neumann J 1951 Various techniques used in connection with random digits *Appl. Math. Ser.* **12** 36–8
- [37] Peres Y 1992 Iterating von Neumann’s procedure for extracting random bits *Ann. Stat.* **20** 590–7
- [38] Ekert A 1991 Quantum cryptography based on Bell’s theorem *Phys. Rev. Lett.* **67** 661–3
- [39] Clauser J F, Horne M, Shimony A and Holt R 1969 Proposed experiment to test local hidden-variable theories *Phys. Rev. Lett.* **23** 880–4
- [40] Wigner E 1970 On hidden variables and quantum mechanical probabilities *Am. J. Phys.* **38** 1005–9
- [41] Hardy L 1993 Nonlocality for two particles without inequalities for almost all entangled states *Phys. Rev. Lett.* **71** 1665–8
- [42] Gödel K 1931 Über formal unentscheidbare Sätze der Principia Mathematica und verwandter Systeme *Monats. Math. Phys.* **38** 173–98
- [43] Compagner A 1991 Definitions of randomness *Am. J. Phys.* **59** 700–5
- [44] NIST 2008 Statistical Test Suite version 2.0b (Gaithersburg, MD: National Institute of Standards and Technology) <http://csrc.nist.gov/rng/>

# Interactive screen experiments with single photons

Patrick Bronner<sup>1</sup>, Andreas Strunz<sup>1</sup>, Christine Silberhorn<sup>2</sup>  
and Jan-Peter Meyn<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg, Physikalisches Institut, Didaktik der Physik, Staudtstrasse 7, 91058 Erlangen, Germany

<sup>2</sup> Max Planck Junior Research Group, Guenther-Scharowsky-Strasse 1, 91058 Erlangen, Germany

E-mail: [csilberhorn@physik.uni-erlangen.de](mailto:csilberhorn@physik.uni-erlangen.de) and [jan-peter.meyn@physik.uni-erlangen.de](mailto:jan-peter.meyn@physik.uni-erlangen.de)

Received 25 November 2008, in final form 28 December 2008

Published 9 February 2009

Online at [stacks.iop.org/EJP/30/345](http://stacks.iop.org/EJP/30/345)

## Abstract

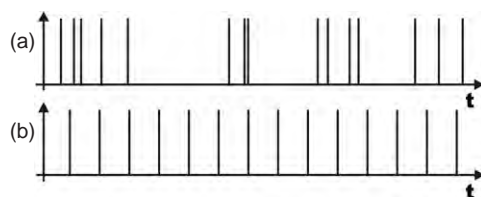
Single photons are used for fundamental quantum physics experiments as well as for applications. Originally being a topic of advance courses, such experiments are increasingly a subject of undergraduate courses. We provide interactive screen experiments (ISE) for supporting the work in a real laboratory, and for students who do not have access to a quantum optics laboratory. The main focus of the ISE is on undergraduate education, but some of the experiments are suitable for other levels of higher education as well.

(Some figures in this article are in colour only in the electronic version)

## 1. Introduction

Elementary courses on quantum physics are predominantly oriented to the historic development of the theory. Consequently, lecture demonstrations include ground-breaking experiments such as photoelectric effect [1], Franck–Hertz experiment [2] and Compton effect [3]. Modern research on the quantum physics of light and matter is usually taught in advanced courses, often at graduate level, although some of these experiments are dealing with quite fundamental issues of physics and would be interesting to undergraduate students and non-specialists as well. Consequently, monographs appeared which present fundamental experiments on complementarity, entanglement and quantum information to readers at the undergraduate level [4, 5].

Recently, undergraduate students' laboratories on quantum optics have been established [6–10] and a complete demonstration setup is now commercially available [11]. This development was strongly supported by technical breakthrough in short wavelength diode lasers as a substitute to bulky gas lasers, since it is now possible to equip a students laboratory with a regular budget. Despite the reports on successful implementation of modern quantum



**Figure 1.** Counts observed with a photomultiplier tube or avalanche photo diode: (a) Poissonian count distribution from a monochromatic electromagnetic wave, i.e. laser light; (b) anti-bunched counts from nonclassical light.

physics experiments, only a small fraction of physics students actually has access to such laboratories, and the access is restricted in time to the duration of a course.

We provide multimedia representations of several fundamental quantum optics experiments to the public as interactive screen experiments (ISE) [12]. The ISEs are not meant as replacements for real experiments; they are suitable for students who otherwise would not be able to work with this type of experiment, and for preparing and recalling real laboratory work. In the following section we recall the physics of the photon [13, 14] and describe preparation of single photon states as a basis for explaining our experiments. In section 3 we evaluate the photon as a concept for introductory courses. Implementation of interactive screen experiments is described in section 4. In section 5 we give a short overview on advanced experiments with single photons possible with our setup.

## 2. Photons as quantum objects

### 2.1. Quantized electromagnetic field

The photoelectric effect is often called a demonstration of the quantum nature of light, since it played a leading role in the early development of quantum physics [15]. However, within the formalism of quantum physics, absorption and emission of light is described as quantum jumps of atoms disturbed by a classical electromagnetic wave. Many publications in the 1960s pointed out the power of this so-called semiclassical approach by describing complex quantum optical systems including, for example, the laser [16]. In fact the semiclassical approach was so successful that it was a major challenge to demonstrate its limitation in the low-energy regime of visible light. The first experimental evidence of nonclassical light, i.e. an experiment which cannot be fully explained within classical optics, was reported in 1977 [17]. Quantum optics is a major research field today. A review on detecting nonclassical light is given in [18].

### 2.2. Single photons

Very dim light is detected by photomultiplier tubes or avalanche photo diodes (APD). They produce an electron avalanche after absorption of one or several photons, which are called counts, or ‘clicks’ of the detector. The detection events of dim laser light represent a Poissonian process. Dim laser light and also thermal light are consistent with the semiclassical theory. Hence, the individual counts are no evidence for single photons. Nonclassical behaviour is associated with temporal anti-bunching. In the extreme case of perfect anti-bunching, the counts would occur at completely predictable times  $t = t_0 + n\tau$  with a natural number  $n$  and a time constant  $\tau$ . A predictable detection event corresponds to absorption of a single photon (figure 1).

### 2.3. *Heralded single photon states*

Generation of single photons on demand [19, 20] is technically challenging. Much easier is the generation of single photons at statistically varying points in time. In this case, the time coordinate is replaced by a coordinate of events, and it is valid to speak of single photon states. Prediction of photon generation is accomplished by simultaneously generating two photons within a coincidence interval using a cascaded atomic transition, or parametric downconversion, and detecting one photon to specify the time of event. The other photon is heralded by the gating event [21].

## 3. Single photons in physics education

An introductory quantum physics curriculum could be based on exemplary quantum objects of any kind, for example electrons, atoms, or photons. Elementary quantum physics of electrons is predominantly the replacement of classical mechanical motion by the dynamics of wave functions described by the Schrödinger equation. The quantum physics of light is derived from classical electrodynamics rather than mechanics and does not address motion of particles at all. Both quantum mechanics and quantum electrodynamics have characteristic traits in common, such as quantization of observables, stochastic outcome of individual measurement, state superposition, entanglement and decoherence.

Mechanics is directly connected to human physical experience, and craft. Therefore most teachers prefer mechanical analogies for an introduction to quantum physics rather than analogies from the abstract theory of electrodynamics. The usage of the term photon often implies particle properties of light. This mechanical approach creates substantial misunderstanding. Consequently, the use of the term photon has significantly changed with time [22]. Conceptual difficulties of the quantum theory of radiation including the term photon are reviewed by one of its pioneers [23].

The optical approach to quantum physics offers specific possibilities: many of the experiments on the foundations of quantum physics [5] are performed with light for technical reasons. Demonstration experiments with single photons for educational purpose are now available, including demonstration of entanglement [6, 10] and two-photon interference. Similar experiments with single electrons or single atoms are yet to be developed<sup>3</sup>. Qubits are the simplest abstract quantum states in a two-dimensional Hilbert space. They can easily be represented with optical experiments, for example by photon polarization or distinct optical paths. Qubits are fundamental to the emerging field of quantum information. Quantum cryptography has already gained public attention and the first systems are commercially available [26].

There is no undisputed answer whether optics—more generally electrodynamics—is a suitable elementary approach to quantum physics. We believe that the advantage of including demonstration experiments on the foundation of quantum physics and modern concepts of information technology justifies meeting the challenge.

## 4. Multimedia representations of single photon experiments

### 4.1. *Quantum physics representations*

For teaching quantum physics, simulations are particularly attractive: real experiments are much more complex than for other areas, and the principles of quantum mechanics are quite

<sup>3</sup> So far, undergraduate experiments with atom traps use large ensembles of atoms [24, 25]. There is no pedagogical reason for not working with single atoms in undergraduate laboratories, but the demand on financial resources and qualified operators is beyond limit.

counterintuitive. Simulations can help students to build mental models and to get involved interactively [27]. However, there are challenges: several empirical studies on introductory quantum physics courses accordingly report that avoiding classical analogies helps to obviate misconceptions [28–30]. Therefore, visualization of quantum phenomena has to be designed very carefully [31]. Ideally, students should have been trained in interpreting simulations with respect to reality before using this tool for quantum physics. Within the large supply of simulations available, there are some which do not fulfil accepted quality criteria [32].

Apart from these issues, which can—and have been—addressed successfully, simulations are principally not suitable for showing how knowledge was derived from observation. Simulations are optimized to an idealized view on how nature would behave according to the accepted theory. Only a real experiment can motivate how scientists evolved the quantum theory. Key features of a real experiment can be communicated with a video, or with an interactive screen experiment. The latter has several advantages: students can interactively manipulate the experiment and try out different settings, the speed of representation can be adjusted by the student, and additional information can be retrieved on demand. A remote controlled laboratory [33] would exhibit additional authenticity, but for realizing different experiments simultaneously, enormous resources would be required.

#### 4.2. Experimental setup

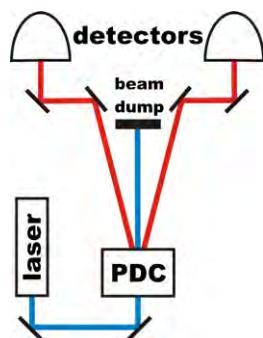
Our experimental setup is intentionally based on components used in modern research laboratories. We emphasize a clear geometry, where the beam path can be followed easily and individual optical elements can be recognized. Photon pairs are generated by parametric down conversion (PDC). An incident pump photon is converted into a pair of so-called signal and idler photons by nonlinear optical interaction in a dielectric medium with an efficiency of  $6 \times 10^{-11}$ . Our pump laser (PicoQuant LDH-P-C-405M) emits 60 ps long laser pulses every 62.5 ns with 2 W peak power and 403 nm wavelength. PDC photons are generated in a 3 mm long barium beta borate (BBO) crystal. The PDC emission is  $3^\circ$  off the optical axis and the wavelength of both photons is around 806 nm within a certain spectral bandwidth. PDC photons are detected with fibre coupled avalanche photo diodes (PerkinElmer SPCM AQ4C). The APD detectors have a quantum efficiency of 48% at 810 nm and a dark count rate of  $300 \text{ s}^{-1}$ .

For data acquisition we use a time-digital converter module (Acam TDC-GPX). The laser electronics emit an electrical trigger pulse which defines a 2 ns broad time gate for possible detection. By gating, the rate of observed dark counts is reduced to  $15 \text{ s}^{-1}$ . With the repetition time of 62.5 ns the detectors are given enough time to recover after a detection incident.

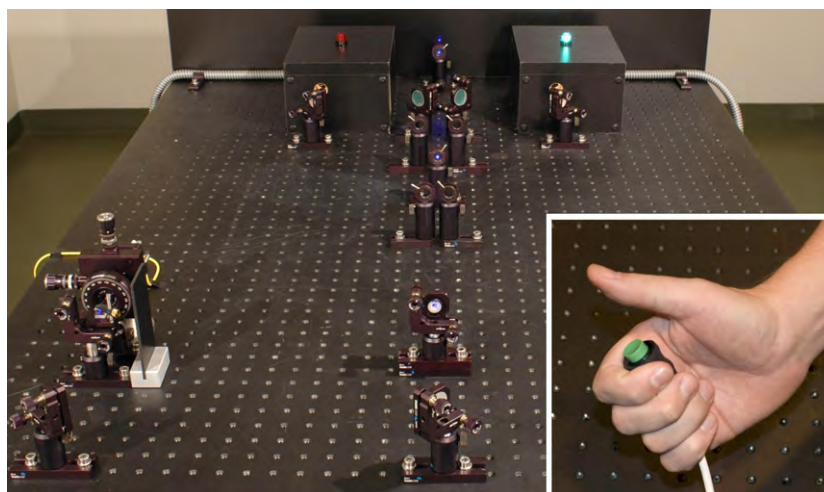
Single photon experiments are obviously very sensitive to background illumination. Our detectors are protected by bandpass filters ( $800 \pm 40 \text{ nm}$ ) against diffuse light. There are no other light sources in the laboratory except white LED modules, which do not emit in the bandpass wavelength range. The running experiment can be explained in the lab at bright LED light to students and it can be photographed. The bright photos of the experiment in the ISE are therefore realistic.

#### 4.3. Coincidence rates versus single events

The method of heralded single photon state preparation implies that one of the PDC photons is detected first and the other photon is available for further experiments (figure 2). However, the spatial separation of two detectors (40 cm) is smaller than the product of time resolution times speed of light. Therefore, a coincidence event of two detector ‘clicks’ is taken as preparation



**Figure 2.** Principle of the experiment ‘coincidence measurement’.



**Figure 3.** Experimental setup for coincidence measurement with visual indicators on the detector boxes and enlarged push-button for starting the single measurements.

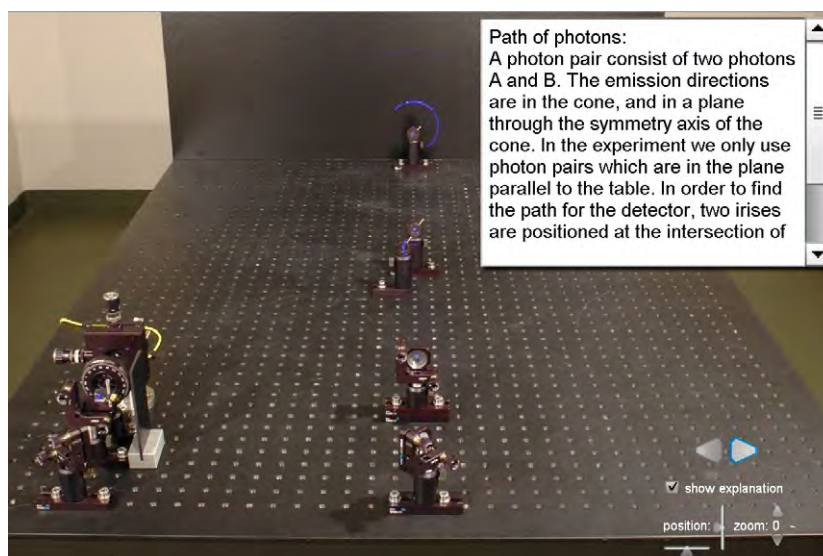
and detection of a single photon state. With our setup, we obtain single ‘clicks’ at each detector up to 43 kHz and coincidence rates up to 10 kHz.

In didactic literature, the conundrum of quantum physics is illustrated based on single events rather than technical coincidence rates [34]. Accordingly we can run our experiment in single event mode. Without being evident to the observer, laser pulses are repeated until the first event is detected and the experiment is stopped. The result is then visualized by LEDs on top of the detector boxes, as shown in figure 3. The experiment can be started again with a push-button. Due to the high laser pulse rate, the experiment appears to work instantaneously.

#### 4.4. Production of interactive screen experiments

The first step in developing an interactive screen experiment is to set up the real experiment and take data for all settings which are accessible in the ISE. Then the experiment is turned off and for each setting, a photograph is taken with studio illumination. We use conventional diffuse incandescent bulbs of 200 W electrical power each, and a 90 W halogen spot light. The camera is a Nikon D70 digital SLR with a 28 mm  $f/2.8$  lens stopped down to  $f/11$ .





**Figure 4.** Interactive screen experiment ‘setup’ with enlarged explanation. At the end the experiment is ready to observe coincidences.

This choice yields a normal angle of view and sufficient depth of field over the entire optical table. Exposure times are of the order 4 s at 200 ASA sensitivity and tungsten light white balance. All images are saved in uncompressed NEF format. Present technology urges us to limit the file size of an ISE to less than 10 MB. Therefore, the images are scaled down from  $3008 \times 2000$  pixels to  $1504 \times 1000$  pixels and saved in the JPEG format at 80% reduction level. For every principal view, a master image is generated and the changing areas are cut out from the subsequent images. All layers are combined in Adobe Flash 9. Each set of layers is associated with the corresponding data obtained in the real experiment. In every ISE the beam path can be shown and the pictures can be zoomed for details.

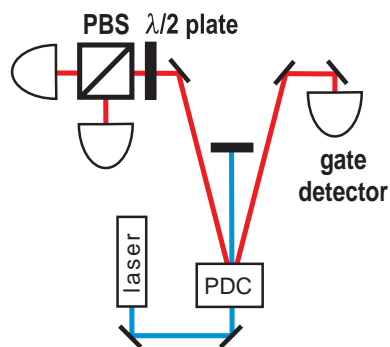
Even the basic setup for showing evidence of nonclassical light (see section 4.7) already has 18 variable optical components. Obviously, it is not feasible to include all degrees of freedom in a single ISE. Moreover, we would like to give teachers the choice of emphasizing specific issues. We have therefore created separate ISEs on specific topics.

#### 4.5. ISE: optical setup

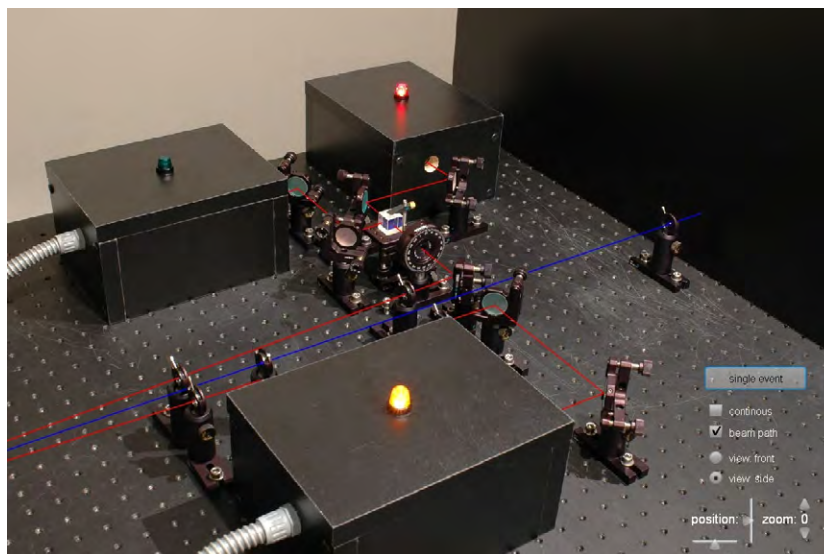
The first ISE starts with the empty optical table. In the subsequent frames of the ISE, additional components appear (or disappear) upon clicking the grey arrow buttons (figure 4). For every new optical element that appears in the frame, short explanations are available as inserts. It is beyond the scope to elucidate optical components such as polarizing beam splitters and  $\lambda/2$  waveplates in detail. Their basic function is explained, their appearance in the optomechanical holder can be realized, and the principal idea of the setup can be understood.

#### 4.6. ISE: coincidence method

As pointed out above, the detectors do not respond to every photon generated. Since our goal is an authentic representation of real experiments, we have dedicated a separate



**Figure 5.** Principle of the experiment 'existence of the photon'.



**Figure 6.** Interactive screen experiment 'existence of the photon' with single events. The side view is selected and the beam path is shown.

ISE to the principle of coincidence measurements. The experimental setup is shown in figure 3. The corresponding ISE can be run in the single event mode by a trigger button. Each single event is indicated by the LED on the corresponding detector box. We emphasize that only coincidences of both detectors are taken as events in later experiments. In a different version of this ISE, the coincidence rates are shown as a function of time. The rate is constant on average, but varies slightly due to the stochastic process of PDC generation and detection.

#### 4.7. ISE: photons exist

With the casual term 'photons exist' [8] we mean to demonstrate the quantized nature of light. Following the experiment by Grangier *et al* [35], heralded photons pass a beam splitter. The optical beam path is shown in figure 5 and the actual ISE with single event mode is shown in figure 6. With the  $\lambda/2$ -plate we rotate the polarization of the photons to  $45^\circ$ . The combination



of the  $\lambda/2$ -plate and the polarizing beam splitter (PBS) is equivalent to a beam splitter with 50% transmission and reflection. After we have told the truth about detection efficiency in the ISE on the coincidence method, we now look at coincidences only. In the single event mode, exactly one of the two detectors behind the beam splitter detects the photon which has been heralded by the gate detector on the right hand.

Another ISE addresses the problem of simultaneous generation of two photon pairs within the coincidence interval. Since the gate detector does not resolve photon numbers, these double pairs affect the quality of the single photon source. A double photon can be detected behind both output ports of the beam splitter simultaneously. A quantitative measure for the purity of single-photon events is the second-order correlation function  $g^{(2)}(0)$  [13, 14]. For a classical monochromatic electromagnetic wave,  $g^{(2)}(0) = 1$ . Non-classical or quantum light is observed when  $g^{(2)}(0) < 1$ . We have obtained  $g^{(2)}(0) = 0.0009 \pm 0.0004$ , which violates the classical limit by more than 2000 standard deviations. In the related ISE the second-order correlation function is available for the experiment either with or without the gate detector.

## 5. Further experiments with single photons

The source of heralded single photons can be used for various fundamental quantum physics experiments, which also have been implemented as ISEs [36]. In some cases the setup is split into two parts. The heralded single photon source is then fed into a polarization maintaining optical fibre and delivered to the actual experiment. So far, we have covered five types of experiments: (A) classical optical results such as Malus' law or Michelson's interferometer are confirmed with single photons. The classical intensity variation is replaced by the coincidence rate. (B) Proof of non-locality with entangled photons according to the CHSH [37], Wigner [38] and Hardy [39] schemes. (C) Two-photon interference after Hong, Ou and Mandel [40] as an example of a quantum interference which cannot be explained in terms of wave optics. (D) Principle of quantum cryptography using the BB84 protocol. (E) Experiments on the photon statistics of light [41] up to a photon number of  $n = 4$ . The development of additional ISEs is in progress; technical details will be reported elsewhere.

## 6. Conclusion

Interactive screen experiments can help students to prepare and discuss real laboratory work, and they provide insight into the principles and technology of modern quantum optics experiments to a wide audience.

## Acknowledgments

We thank Birgit Stiller, Irina Harder and Norbert Lindlein for fabricating the diffractive element as an optical model for the PDC cone. One of us (PB) acknowledges a scholarship from Cusanus Stiftung.

## References

- [1] Millikan R A 1916 *Phys. Rev.* **7** 355–88
- [2] Franck J and Hertz G 1914 *Verh. Dtsch. Phys. Ges.* **16** 457–67
- [3] Compton A H 1923 *Phys. Rev.* **22** 409–13
- [4] Audretsch J (ed) 2006 *Entangled World* (Weinheim: Wiley-VCH)

- [5] Greenstein G and Zajonc A G 2006 *The Quantum Challenge* (Sudbury: Jones and Barlett)
- [6] Dehlinger D and Mitchell M W 2002 *Am. J. Phys.* **70** 898–902
- [7] Dehlinger D and Mitchell M W 2002 *Am. J. Phys.* **70** 903–10
- [8] Thorn J J, Neel M S, Donato V W, Bergreen G S, Davies R E and Beck M 2004 *Am. J. Phys.* **72** 1210–9
- [9] Galvez E J, Holbrow C H, Pysher M J, Martin J W, Courtemanche N, Heilig L and Spencer J 2005 *Am. J. Phys.* **73** 127–39
- [10] Carlson J A, Olmstead M D and Beck M 2006 *Am. J. Phys.* **74** 180–6
- [11] Qutools GmbH, Schellingstrasse 4, 80799 Muenchen, Germany. Webpage: [www.qutools.de](http://www.qutools.de)
- [12] Kirstein J and Nordmeier V 2007 *Eur. J. Phys.* **28** S115–26
- [13] Loudon R 2000 *The Quantum Theory of Light* 3rd edn (Oxford: Oxford University Press)
- [14] Fox A M 2006 *Quantum Optics* (Oxford: Oxford University Press)
- [15] Einstein A 1905 *Ann. Phys., Lpz.* **17** 132–48
- [16] Lamb W E 1964 *Phys. Rev.* **134** A1429–50
- [17] Kimble H J, Dagenais M and Mandel L 1977 *Phys. Rev. Lett.* **39** 691–5
- [18] Silberhorn C 2007 *Contemp. Phys.* **48** 143–56
- [19] Kim J, Benson O, Kan H and Yamamoto Y 1999 *Nature* **397** 500–3
- [20] Wilk T, Webster S C, Specht H P, Rempe G and Kuhn A 2007 *Phys. Rev. Lett.* **98** 063601
- [21] Hong C K and Mandel L 1986 *Phys. Rev. Lett.* **56** 58–60
- [22] Kidd R, Ardini J and Anton A 1989 *Am. J. Phys.* **57** 27–35
- [23] Lamb W E 1995 *Appl. Phys. B* **60** 77–84
- [24] Wieman C, Flowers G and Gilberg S 1995 *Am. J. Phys.* **63** 317–30
- [25] Mellish A S and Wilson A C 2002 *Am. J. Phys.* **70** 965–71
- [26] id Quantique, Chemin de la Marbrerie 3, 1227 Geneva, Switzerland. Webpage: [www.idquantique.com](http://www.idquantique.com)
- [27] McKagan S B, Perkins K K, Dubson M, Malley C, Reis S, LeMaster R and Wieman C E 2008 *Am. J. Phys.* **76** 406–17
- [28] Fischler H and Lichtfeldt M 1992 *Int. J. Sci. Educ.* **14** 181–90
- [29] Ireson G 1999 *Eur. J. Phys.* **20** 193–9
- [30] Müller R and Wiesner H 2002 *Am. J. Phys.* **70** 200–9
- [31] Mashhadi A and Woolnough B 1999 *Eur. J. Phys.* **20** 511–6
- [32] Altherr S, Wagner A, Eckert B and Jodl H J 2004 *Eur. J. Phys.* **25** 7–14
- [33] Gröber S, Vetter M, Eckert B and Jodl H J 2007 *Eur. J. Phys.* **28** S127–41
- [34] Mermin N 1981 *Am. J. Phys.* **49** 940–3
- [35] Grangier P, Roger G and Aspect A 1986 *Europhys. Lett.* **1** 173–9
- [36] Updated screen experiments and tutorials are available through [www.QuantumLab.de](http://www.QuantumLab.de)
- [37] Clauser J F, Horne M A, Shimony A and Holt R A 1969 *Phys. Rev. Lett.* **23** 880–4
- [38] Wigner E P 1970 *Am. J. Phys.* **38** 1005–9
- [39] Hardy L 1993 *Phys. Rev. Lett.* **71** 1665–8
- [40] Hong C K, Ou Z Y and Mandel L 1987 *Phys. Rev. Lett.* **59** 2044–6
- [41] Achilles D, Silberhorn C, Sliwa C, Banaszek K and Walmsley I 2003 *Opt. Lett.* **28** 2387–9

# Zur Geschichte des Photons

J.-P. Meyn

## 1 Einleitung

Wenn man fragt: „Was meinen Sie, wenn Sie **Photon** sagen?“ erhält man eine Bandbreite von recht unterschiedlichen Aussagen. Das liegt unter anderem daran, dass die etablierte wissenschaftliche Auffassung dieses Begriffs im Laufe der Zeit wesentliche Wandlungen erfahren hat.

Die folgende Beschreibung der historischen Entwicklung konzentriert sich auf Begriffe wie Korpuskel, Photon, Photoeffekt, Doppelspaltversuch, wie sie in der Schule häufig verwendet werden. In der Originalliteratur fällt auf, dass manches anders dargestellt ist, als wir es von der Sekundärliteratur kennen, sodass von Zitaten ausgiebig Gebrauch gemacht wird. Abschließend werden didaktische Folgerungen gezogen. Zur Vertiefung wird die Arbeit von Kidd, Ardani und Anton [1] empfohlen.

## 2 Korpuskel versus Wellen im 18. Jahrhundert

Optische Gesetze wurden schon im Mittelalter formuliert, beispielsweise das Brechungsgesetz von Ibn Sahl [2]. Beginn und erster Höhepunkt der systematischen und umfassenden Formulierung ist die *Opticks* von Isaak Newton [3], welche die optische Forschung im 18. und 19. Jahrhundert maßgeblich prägte. Allgemein bekannt ist Newtons Korpuskel-Modell des Lichts, und viele Darstellungen suggerieren, dass dies eine Kernaussage des Werkes sei – tatsächlich ist es nur am Rande abgehandelt. Die *Opticks* besteht aus drei Büchern. Das erste Buch behandelt Lichtstrahlen (Rays) und das Spektrum. Im zweiten Buch sind die Interferenzerscheinungen an dünnen Schichten beschrieben. Das dritte Buch befasst sich mit Beugung, Physiologie des Sehens, Wärmestrahlung und schließlich mit Lichtmodellen. Letztere werden in den ersten beiden Büchern, welche auch quantitativ das Hauptwerk ausmachen, an etlichen Stellen explizit als sachlich irrelevant ausgeschlossen. So heißt es beispielsweise im Zusammenhang mit den Interferenzen an dünnen Schichten (Book Two, Part III, Prop. XII): *What kind of action or disposition this is; whether it consists in a circulating or a vibrating motion of the Ray, or of the Medium, or something else, I do not here inquire.* Es folgt ein spekulativer Vergleich zu Was-

serwellen, dann noch einmal die Bekräftigung: *But whether this Hypothesis be true or false I do not here consider. I content myself with the bare Discovery, that the Rays of Light are by some cause or other alternately disposed to be reflected or refracted for many vicissitudes.*

Das Korpuskel-Modell findet man am Ende des Book Three, Query 29: *Are not the Rays of Light very small Bodies emitted from shining Substances? For such Bodies will pass through uniform Mediums in right Lines without bending into the Shadow, which is the Nature of the Rays of Light. [...] If Refraction be perform'd by Attraction of the Rays, the Sines of Incidence must be to the Sines of Refraction in a given Proportion, as we shew'd in our Principles of Philosophy: And this Rule is true by Experience. The Rays of Light in going out of Glass into a Vacuum, are bent towards the Glass; and if they fall too obliquely on the Vacuum, they are bent backwards into the Glass, and totally reflected; and this Reflexion cannot be ascribed to the Resistance of an absolute Vacuum, but must be caused by the Power of the Glass attracting the Rays at their going out of it into the Vacuum, and bringing them back.* Demnach ist die Geschwindigkeit der hypothetischen Bodies im Medium größer als im Vakuum, wobei die Geschwindigkeitsänderung der violetten Bodies am größten ist, diesen wird daher die geringste Größe (Size) zugeschrieben. Die Beobachtung periodischer Muster in den Interferenzversuchen erfordert eine rhythmische Wechselwirkung der Bodies mit der Materie: *Nothing more is requisite for putting the Rays of Light into Fits of easy Reflexion and easy Transmission, than that they be small Bodies which by their attractive Powers, or some other Force, stir up Vibrations in what they act upon, which Vibrations being swifter than the Rays, overtake them successively, and agitate them so as by turns to increase and decrease their Velocities, and thereby put them into those Fits.*

Thomas Young würdigt in seiner Arbeit zur Bestimmung der Lichtwellenlänge [4] ausdrücklich die Verdienste Newtons um die Undulationstheorie des Lichts. Als Bakerian Lecturer wird er hinreichend Selbstvertrauen gehabt haben, dem übermächtigen Newton nicht nach dem Mund zu reden, nur um dem Publikum die eigenen Ansichten unterzububeln. Man kann die Arbeit problemlos als eine Weiterführung

der Newton'schen Ideen im Sinne des wissenschaftlichen Fortschritts lesen. Entsprechendes gilt für die spätere Arbeit [5], in der unter anderem das Doppelspaltexperiment vorgestellt wird. Die ebenfalls dort abgehandelten Experimente zur Beugung an Drähten und Kanten folgen explizit dem Book Three der Newton'schen *Opticks* und den von beiden Autoren zitierten Arbeiten eines Grimaldi.

Die Entwicklung der Wellentheorie des Lichts wird durch weitere Experimente gestützt, beispielsweise dem kontraintuitiven Fresnel-Arago-Fleck im Zentrum des Schattens von kohärent beleuchteten Kreishindernissen. Schließlich zeigt Foucault 1850 mit seinem Drehspiegel-Experiment, dass die Lichtgeschwindigkeit im Wasser kleiner ist als in Luft [6]. Damit ist die Korpuskel-Hypothese, welche eine höhere Geschwindigkeit im Medium impliziert hatte, erledigt.

## 3 Mechanisierung der Physik um 1900

Bevor wir zur Quantenphysik kommen, soll die Situation der Physik im ausgehenden 19. Jahrhundert skizziert werden: Die Mechanik liegt in verschiedenen, äquivalenten Formulierungen durch Newton, Euler-Lagrange und Hamilton vor und gilt als Grundlage der Theoretischen Physik. Die Optik ist aufgegangen in der Theorie des elektromagnetischen Feldes, basierend auf den Maxwell'schen Gleichungen. Grundlegende Begriffe wie Feld, Potential und Spannungstensor werden in direkter Analogie zur Mechanik gebildet. Die Thermodynamik ist ausgereift. Die Energie ist als verbindende Größe zwischen den Teilgebieten etabliert. Die so genannten Energietiker propagieren die Abschaffung atomistischer Vorstellungen und mechanischer Analogien, nachdem sich die Energie als fundamentale Größe in allen Bereichen der Physik bewährt hat. Ludwig Boltzmann gilt mit seiner mikroskopischmechanischen Theorie der Wärme als altmodisch und umständlich. Doch dann kommen Resultate der neuen statistischen Physik, die auf anderem Wege nicht erreichbar waren, und der Massepunkt wird abermals zum vorherrschenden Modell der gesamten Physik, diesmal einschließlich der atomaren Welt.

#### 4 Das Strahlungsgesetz von Planck

Eine erste glänzende Bestätigung der statistischen Physik ist die Herleitung einer exakten Formel zur Beschreibung des Lichtspektrums eines glühenden Körpers durch Max Planck im Jahre 1900. Es gab Näherungsformeln für große und kleine Frequenzen, aber kein Gesetz zur Beschreibung des gesamten Spektrums. Planck zeigt, dass eine Modifikation der Beziehung der makroskopischen Zustandsgrößen Entropie und Energie für ein System von thermisch angeregten Oszillatoren zu einer Strahlungsformel führt, die bestens mit den Messungen zusammenfällt [7]. Der mikroskopisch begründete Ausdruck für die Entropie kommt richtig heraus, wenn man annimmt, dass die Oszillatoren nicht mit beliebiger Energie, sondern in diskreten Schritten  $h$  angeregt sind: Das ist die Quantenhypothese [8].

#### 5 Heuristische Deutung des Photoeffekts durch Einstein

In den ersten Jahren war die Quantenhypothese ein großes Rätsel, denn es gab neben der Tatsache der richtigen Beschreibung der thermischen Strahlung mit einer schlüssigen Herleitung keine Beziehung zu anderen Gesetzen. Einstein [9] konkretisiert 1905 die Quantenhypothese zu einer Modellvorstellung, in dem er an Stelle der abstrakten Planck'schen Oszillatoren annimmt, das Licht bestehe aus lokalisierten Energiepaketen und damit eine ganze Reihe von bis dahin schwer verständlichen Experimenten anschaulich erklärt: *Es scheint mir nun in der Tat, daß die Beobachtungen über die "schwarze Strahlung", Photolumineszenz, die Erzeugung von Kathodenstrahlen durch ultraviolettes Licht und andere die Erzeugung bez. Verwandlung des Lichtes betreffende Erscheinungsguppen besser verständlich erscheinen unter der Annahme, daß die Energie des Lichtes diskontinuierlich im Raume verteilt sei. Nach der hier ins Auge zu fassenden Annahme ist bei Ausbreitung eines von einem Punkte ausgehenden Lichtstrahles die Energie nicht kontinuierlich auf größer und größer werdende Räume verteilt, sondern es besteht dieselbe aus einer endlichen Zahl von in Raumpunkten lokalisierten Energiequanten, welche sich bewegen, ohne sich zu teilen und nur als Ganze absorbiert und erzeugt werden können.* Diese Textstelle ist Grundlage der heute noch verbreiteten Vorstellung, dass Licht aus lokalisierbaren Quanten bestünde, die man graphisch als kleine Kugel darstellen könne. Wir werden unten sehen, dass diese Vorstellung in der Fachwissenschaft bald aufgegeben werden musste. Bevor man Einstein Fehler unterstellt, muss man die Textstelle im Kontext der gesamten Ar-

beit lesen. In der Einleitung wird festgestellt, dass die Maxwell'sche Theorie gültig bleibt: *Die mit kontinuierlichen Raumbfunktionen operierende Undulationstheorie des Lichts hat sich zur Darstellung der rein optischen Phänomene vortrefflich bewährt und wird wohl nie durch eine andere Theorie ersetzt werden.* Nicht zuletzt verdeutlicht schon der Titel *Über einen die Erzeugung und Verwandlung des Lichtes betreffenden heuristischen Gesichtspunkt*, dass das Modell der Energiequanten auf begrenztem Wissen und Erfahrung baut. Diese Kombination von bahnbrechender Idee mit der Rückversicherung gegenüber möglicher Widerlegung durch zukünftige Entwicklung haben wir schon bei Newton kennen gelernt.

Planck bemerkt 1913 anlässlich der Wahl Einsteins in die Preußische Akademie der Wissenschaften: *Dass Einstein in seinen Spekulationen gelegentlich auch einmal über das Ziel hinausgeschossen haben mag, wie z. B. in seiner Hypothese der Lichtquanten, wird man ihm nicht allzu schwer anrechnen dürfen; denn ohne einmal ein Risiko zu wagen, lässt sich auch in der exaktesten Naturwissenschaft keine wirkliche Neuerung einführen* [10]. Einstein verwendet in seinen späteren Arbeiten zum Licht die lokalisierten Energiepakete nicht mehr explizit, obwohl ihn die Frage der Gültigkeit seines Modells intensiv beschäftigte [11]. Insbesondere seine neue Ableitung des Strahlungsgesetzes [12], welche mit der Einführung der stimulierten Absorption und Emission sowie spontaner Emission die Grundlage für die Theorie des Lasers bildet, ist frei von räumlichen Argumenten.

#### 6 Taylors Doppelspalt-Experiment

In der didaktischen Literatur zum Photon wird oft das Experiment von Taylor [13] besprochen. Die Beugung an einem Draht im kohärenten Licht einer Spaltlampe wurden bei sehr geringer Intensität über einen Zeitraum von bis zu drei Monaten auf Photoplatte aufgenommen. In die Interpretation des Experiments wird das lokalisierte Energiequant als Voraussetzung hineingesteckt – heraus kommt die wunderbare Entstehung von Interferenzbildern. Phänomenologisch betrachtet sieht man lediglich, dass die Beugungsfiguren nicht von der Intensität abhängen. Man kann das Experiment auch als Nachweis nehmen, dass bei extrem geringer Intensität alles so ist wie unter normalen Verhältnissen, also gegen die Quantenhypothese verwenden.

#### 7 Erfindung des Wortes Photon

Das Photon wird 1926 als Kunstwort von G. N. Lewis eingeführt [14], und zwar für ein hypothetisches Elementarteilchen, des-

sen Zahl im abgeschlossenen System konstant sein soll. Die Idee hat keinen nennenswerten Einfluss auf die weitere Entwicklung der Quantenphysik und ist schnell wieder vergessen. Das Wort indes bleibt für eine andere Sache, nämlich als Synonym für das bis dahin gebräuchliche Lichtquant.

#### 8 Formale Behandlung des Photoeffekts mit Schrödinger-Gleichung

Die Theorie der Quantenmechanik wird 1926 mit der Schrödinger-Gleichung, der Heisenberg'schen Matrizen-Mechanik und dem Beweis der Äquivalenz beider Formalismen etabliert. Da der Photoeffekt eine große Bedeutung in der Entwicklung dieser Theorie spielt, wird diese schon bald auf das Problem angewandt. Noch im gleichen Jahr 1926 zeigt Gregor Wentzel, dass Photoemission von Elektronen im Schrödinger-Formalismus im Einklang mit den experimentellen Daten ist [15]. Die Schrödinger-Gleichung erhält einen Störterm für das atomare Elektron in Form des Produktes aus Elementarladung und elektrischer Feldstärke. An Stelle eines hypothetischen Stoßes zwischen Elektron und kompaktem Lichtquant tritt die Wechselwirkung des Elektrons mit dem klassischen elektromagnetischen Feld. Damit hätte man die alten Vorstellungen eigentlich aufgeben können, aber die mechanistische Vorstellung bleibt wohl recht verbreitet, auch bei Wentzel selbst. So erinnert sich Heisenberg [16] nach einem halben Jahrhundert: *I remember vaguely a discussion with Wentzel in the old times where he explained to me the possibility that the motion of light quanta could be quantized and thereby possibly the interference patterns could be explained.*

In der Folgezeit gibt es drei Entwicklungen, welche die semiklassische Beschreibung des Photoeffekts, d. h. die Einbeziehung des klassischen elektromagnetischen Feldes in die Störungsrechnung, als Randthema erscheinen lassen. Zuerst wird der Formalismus abstrakter, und an Stelle des Produktes aus Feldstärke und Ladung wird allgemein ein periodischer Energierterm eingesetzt, auch in den Lehrbüchern. Zweitens werden Fragen der Interpretation der Quantenphysik zunehmend eine Angelegenheit von Spezialisten. Drittens ermöglicht die bald darauf entstehende Quantenelektrodynamik die Beschreibung des Problems mit quantisiertem Feld. Ob das die einzige oder nur eine zusätzliche Behandlung des Photoeffekts ist, erscheint als spitzfindige Frage.

Die semiklassische Theorie der optischen Anregung von Atomen mit Störtermen



aus Ladung und Feldstärke findet man übrigens in vielen Lehrbüchern der Atomphysik – in der Regel unkommentiert, denn die Bücher gelten als Fachbuch, nicht als Geschichts- oder Didaktikbuch.

### 9 Quantenelektrodynamik

Die Quantentheorie des elektromagnetischen Feldes wird 1927 von P. M. A. Dirac begründet [17]. Sie basiert auf der Vorstellung eines bewegten Energiepaketes, wie folgende Definition verdeutlicht: *A light-quantum is in a stationary state when it is moving with constant momentum in a straight line.* Kaum fünf Jahre später fasst Enrico Fermi die weitere Entwicklung der Theorie in einem Übersichtsartikel zusammen [18] und zeigt an mehreren Beispielen, dass die klassische und die quantentheoretische Behandlung des elektromagnetischen Feldes zum gleichen Resultat führt. Auch die Behandlung der Linienbreite der spontanen Emission durch Weisskopf und Wigner [19] ist im Einklang mit der klassischen Theorie. Insofern festigen die frühen Arbeiten eher den neuen Formalismus, als dass sie Vorhersagen für neue physikalische Effekte machen. Neue und aufregende Physik findet sich in einem anderen Zweig der Quantenelektrodynamik, nämlich der relativistischen Quantentheorie des Elektrons: Die Paarerzeugung von Elektron-Positron-Paaren aus hochenergetischer Gammastrahlung [20], [21]. Die Quantenelektrodynamik wird zum Fundament der Kern- und Teilchenphysik, in der das Photon ein Elementarteilchen ist. Das Photon hat Impuls und Energie, und alle Sprechweisen unterstützen das Bild des lokalisierten Energiepakets. Das berühmte Lehrbuch von Landau und Lifshitz [22] bezieht sich sogar ausdrücklich auf die Einsteinsche Arbeit von 1905.

### 10 Renaissance der semiklassischen Quantentheorie

Die Erfindung des Lasers im Jahre 1960 löst eine Revolution in der Atom- und Molekülphysik aus, weil durch die spektrale Reinheit und große Intensität ganz neue Experimente möglich werden. Während die Teilchenphysik – vor allem im experimentellen Bereich – gedanklich eine Fortführung der Punktmechanik auf der Mikroskala ist, hat die frühe Laserphysik enge Bezüge zur Elektronik und zur Optik. Die Pioniere der Laserphysik denken und modellieren wie Optiker und Elektroniker, also mit Begriffen der klassischen Physik. Es zeigt sich bald, dass die einfachere semiklassische Quantentheorie mit einer Schrödingergleichung für das Atom und Störung durch

klassische elektromagnetische Felder genauso leistungsfähig ist wie die Quantenelektrodynamik. Es gibt Befürworter der durchgehenden Verwendung der Quantenelektrodynamik wie Roy Glauber, der zur Verwendung der semiklassischen Theorie bemerkt [23]: *Few problems of physics have received more attention in the past than those posed by the dual wave-particle properties of light. The story of the solution of these problems is a familiar one. It has culminated in the development of a remarkably versatile quantum theory of the electromagnetic field. Yet, for reasons which are partly mathematical and partly, perhaps, the accident of history, very little of the insight of quantum electrodynamics has been brought to bear on the problems of optics. The statistical properties of photon beams, for example, have been discussed to date almost exclusively in classical or semiclassical terms. Such discussions may indeed be informative, but they inevitably leave open serious questions of self-consistency, and risk overlooking quantum phenomena which have no classical analogs.* Als Verfechter der semiklassischen Theorie ist W. E. Lamb zu nennen, der als Mitbegründer der Quantenelektrodynamik ganz unverdächtig ist, davon nichts zu verstehen. Lamb geht es vor allem darum zu zeigen, dass die experimentellen Resultate der optischen Atomphysik keine Hinweise auf eine Quantennatur des Lichts geben, so lange sie mit klassischen elektromagnetischen Wellen verstanden werden. Als Beispiel sei seine Theorie des Lasers genannt [24].

### 11 Nicht-klassisches Licht

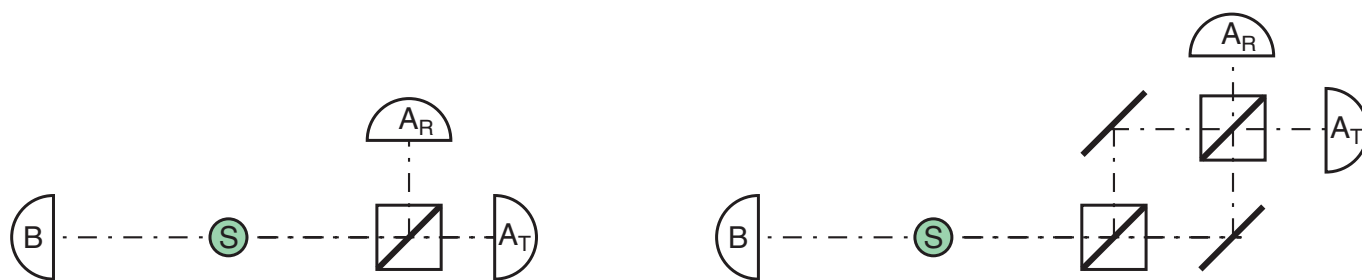
Das Zitat von Glauber ist nur beiläufig ein Plädoyer für die Quantenelektrodynamik, aber vor allem ein Wegweiser für weitere Arbeiten: Quantenphänomene ohne klassische Analogie werden sich durch die zeitliche Struktur von Lichtsignalen zeigen. Das kommt so harmlos daher, bedeutet aber einen Paradigmenwechsel in der Physik des Lichts. An Stelle der Analyse von Einzelereignissen im Raum, wie in Blaskammerbildern der Teilchenphysik, tritt nun die statistische Analyse einer Vielzahl von Einzelmessungen in der Zeit. Glauber wird erst vierzig Jahre später mit dem Nobelpreis ausgezeichnet. Das kann ein Indiz für eine verzögerte Wahrnehmung der Bedeutung seiner grundlegenden Arbeit sein. Die experimentelle Darstellung von Quantenphänomenen des Lichts, die nicht durch Schrödingergleichung und klassisches elektromagnetisches Feld zu beschreiben sind, erweist sich als außerordentlich schwierig. Der erste Schlüssel zu echten Quantenphänomenen ist die spontane Fluoreszenz von Atomen. Die Schrö-

dingergleichung liefert stationäre Zustände für Atome, die ohne äußere Störung zeitlich unveränderlich sind. Der spontane Zerfall angeregter Zustände wird nicht durch eine Lösung der Schrödinger-Gleichung beschrieben. Dieser Umstand erscheint gewöhnlich nicht als Problem, zumal Einstein [12] schon 1916 mit thermodynamischen Argumenten die Rate des spontanen Zerfalls aus der stimulierten Absorption und Emission berechnen konnte, die wiederum durch die semiklassische Theorie erfasst werden.

Die zu erwartenden Quanteneffekte des spontan emittierten Lichts werden verschleiert, wenn eine Vielzahl von Atomen am Experiment beteiligt sind. Es besteht die Herausforderung, einzelne Atome selektiv anzuregen und das emittierte Licht zu detektieren. Die Technologie reift in den 1970er Jahren. Clauser [25] gelingt der erste Nachweis nicht-klassischer Eigenschaften des Fluoreszenzlichts von Quecksilber im Jahre 1973 – achtundsechzig Jahre nach Einsteins Arbeit zum Photoeffekt! Es folgen weitere Arbeiten an verschiedenen Systemen und eine systematische Deutung des Begriffes nicht-klassisches Licht [26]. Die Quantenoptik wird zu einem eigenständigen Forschungsgebiet der Physik und gibt wesentliche Impulse zur Interpretation der Quantentheorie [27]. Einen Überblick der heute möglichen Präparationsverfahren und Anwendungen nicht-klassischen Lichts findet man in [28].

### 12 Einzelne Photonen

Eine hinreichende Bedingung dafür, dass Licht nicht-klassisch ist, lautet: Bei der Absorption durch einen binären Detektor (Photomultiplier, Avalanche Photo Diode) kommen die Signale regelmäßiger, als man es bei zufälliger Auslösung durch eine klassische elektromagnetische Welle erwarten würde. Im Extremfall ist das Absorptionsereignis vorher bekannt: Dann spricht man von einem Fock-Zustand mit der Besetzungszahl eins, oder salopp von einem Einzel-Photonen-Zustand. Solche Zustände lassen sich leicht präparieren, wenn man eine Quelle hat, die Photonenpaare emittiert. Dazu zählt neben der Fluoreszenzkaskade in Atomen wie Quecksilber und Calcium heute vor allem die parametrische Fluoreszenz in optisch-nichtlinearen Kristallen. Zwei gleichzeitig emittierte Photonen werden registriert und die Gleichzeitigkeit wird über eine Koinzidenzelektronik festgestellt. Störsignale wie Dunkelrauschen, Absorption von Streulicht und Einzelereignisse aufgrund geringer Quanteneffizienz werden dadurch voll-



**Abb. 1:** Präparation eines einzelnen Photons. Die Quelle S emittiert Fluoreszenzlicht bei 423 nm und 551 nm. Eine Koinzidenz bedeutet ein Signal bei Detektor B und gleichzeitig bei Detektor A, zusammengesetzt aus ( $A_R$  oder  $A_T$ ). Im rechten Aufbau ist der Detektor A zu einem Mach-Zehnder-Interferometer erweitert. Der Vergleich von  $A_R$ - und  $A_T$ -Signalen zeigt das typische Interferenzmuster.

ständig ausgesondert. Man untersucht also nicht das gesamte Lichtsignal, sondern selektiert bestimmte Ereignisse. Die Koinzidenzmethode mit zwei Detektoren A und B wird vielfach auch Ankündigung eines Photons genannt. Man sagt dann: Das Ereignis bei A kündigt bei B ein Photon an, oder gleichbedeutend: Das Ereignis bei B kündigt ein Photon bei A an.

Didaktisch bedeutsam ist das vielzitierte Experiment von Grangier, Rogier und Aspect [29], dessen Prinzip in Abb. 1 gezeigt ist. Als Quelle dient ein angeregter Calcium-Atomstrahl. Der Detektor B registriert Licht bei 551 nm, entsprechend dem Zerfall des angeregten Calciums auf einen Zwischenzustand. Der Detektor A registriert bei 423 nm den Zerfall des kurzlebigen Zwischenzustands in den Grundzustand. Auf der Zeitskala der Auswertelektronik passiert das gleichzeitig. Die Koinzidenzschaltung wählt selektiv das gleichzeitige Ansprechen von A und B aus. Der Detektor A besteht intern aus zwei Detektoren  $A_R$  und  $A_T$ , von denen genau einer gleichzeitig zu B reagiert. In der Vorstellung lokalisierter Quanten würde man sagen, dass ein Photon von der Quelle zum Strahlteiler fliegt und dort aufgrund seiner Unteilbarkeit nur einen Weg weiter gehen kann – das allerdings ist kein Resultat, sondern eine Vorgabe durch die Auswertelektronik. Der zweite und entscheidende Teil des Experiments besteht darin, dass man A zu einem Mach-Zehnder-Interferometer erweitert. Dann sieht man das charakteristische Interferenzmuster beim

Durchstimmen. Das Kugelphotonenmodell muss aufgegeben werden, denn es ist nicht einzusehen, dass sich ein kompaktes Objekt am ersten Strahlteiler in beide Wege aufteilt und am zweiten Strahlteiler ungeteilt bleibt.

Bei der Licht-Materie Wechselwirkung kann die Rolle von Licht und Materie vertauscht werden. Das bedeutet einen enormen technischen Aufwand, aber die Resultate präzisieren die Vorstellungen zum Photon. Von Gleyzes et. al. [30] zeigen 2007 die Erzeugung und Vernichtung eines Photons in einem optischen Resonator. Mit einem angeregten Atomstrahl wird nachgeschaut, ob ein Photon im Resonator ist, ohne dasselbe zu absorbieren. Das Vorgehen entspricht konzeptionell dem Nachweis eines Dielektrikums durch Messung der Phasenverschiebung des transmittierten Lichts. Man beobachtet Stufen im Signal des Atomstrahls, welches zwischen den abrupten Änderungen konstant ist. Man sieht die Quantensprünge der Amplitude des thermisch angeregten elektromagnetischen Feldes, wenn sich die Besetzungszahl ändert, dazwischen eine konstante Amplitude. Planck wäre begeistert! Das Hin- und Herflitzen eines Teilchens, wie es die frühe Vorstellung des lokalisierten Energiequants nahelegt, wird in diesem Experiment überzeugend ausgeschlossen. Die Feldstärkeverteilung innerhalb eines optischen Resonators ist in Abb. 2 skizziert.

Bahnen einzelner Photonen gibt es vordergründig noch in der Hochenergie-

physik, siehe Blasenkameraaufnahmen oder entsprechende Signale moderner Detektoren, doch diese Disziplin hat den Bahnbegriff insgesamt abgeschafft [31], [32]. Dadurch erübrigt sich die Diskussion, ob man zwischen den Nebelspuren der geladenen Teilchen gerade Verbindungswege für Lichtteilchen denken kann.

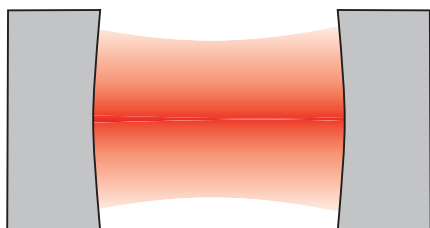
### 13 Didaktische Folgerungen

Der Begriff Photon hat sich über einen langen Zeitraum entwickelt. Die mechanistische Vorstellung eines lokalisierten Energiepaketes des frühen 20. Jahrhunderts ist mit Blick auf die seinerzeit möglichen Experimente verständlich. Das Aufblitzen von Lumineszenzdetektoren für radioaktive Strahlung lässt beispielsweise kaum einen anderen Schluss zu, solange man die Quantentheorie nicht kennt. Diese ist aber um 1930 im Wesentlichen ausformuliert. Seitdem hat die Vorstellung von lokalisierten Licht-Quanten keine Berechtigung mehr, aber erst seit den 1980er Jahren sind Quantenzustände des Lichts, die außerhalb der Beschreibung der klassischen Elektrodynamik liegen, experimentell zugänglich. Man hat ein halbes Jahrhundert lang eine Theorie interpretiert, ohne die Natur befragen zu können!

Es ist nachvollziehbar, warum die Vorstellung des lokalisierten Energiepaketes nach wie vor in Schulbüchern eine so große Rolle spielt. Die üblichen Schalexperimente sind ja jene aus der Zeit vor 1926; auch die traditionelle Einführung in die Quantenphysik, die bezeichnenderweise stets Quantenmechanik genannt wird, ist für Physikstudierende und später für Lehrkräfte kein großer Antrieb, die mechanistische Vorstellung abzulegen.

Die didaktische Folgerung aus der historischen Entwicklung kann trotzdem nur sein, die Fehlvorstellung lokalisierter Energiepakete aufzugeben und dem Photon auch in der Schule die Bedeutung zu geben, die es in der Fachwissenschaft hat. Erstens ist man bei anderen Begriffen wie Wärme, Kraft und Ladung auch nicht bei

**Abb. 2:** Transversale Verteilung der Amplitude einer stehenden elektromagnetischen Welle im optischen Resonator. Höhere Feldstärke ist durch intensivere Farbe dargestellt. Die Gesamtenergie des Feldes berechnet man aus der Maxwell'schen Theorie. Im Experiment von Gleyzes [30] bedeutet die Änderung der Photonenzahl, dass sich das elektromagnetische Feld in diskreten Energie-Schritten gemäß  $\Delta E = hf$  ändert. An der räumlichen Struktur ändert sich nichts.



der Bedeutung geblieben, die diese Begriffe bei ihrem erstmaligen Auftreten hatten. Zweitens erzeugen schon einfachste Experimente den Widerspruch des so genannten Welle-Teilchen-Dualismus, wenn man in lokalisierten Energiequanten denkt, beispielsweise der gleichzeitige Durchgang eines Teilchens durch einen Doppelspalt. Etwas überspitzt formuliert: Man lehrt die Schüler zunächst eine falsche Vorstellung und wundert sich dann, dass die Schüler die so genannten Paradoxien nicht verstehen. Drittens sind moderne quantenoptische Experimente in schülergerechter Aufbereitung verfügbar, siehe [33] und den Beitrag von Bronner et al. in diesem Heft.

Die Abschaffung des Begriffes Photon ist eine radikale und gut begründete Forderung von Lamb [34]. Sie wird sich in der Schule nicht durchsetzen lassen, zumal das Photon in der Fachwissenschaft sehr gebräuchlich ist. Auf keinen Fall sollte man das Photon zur Beschreibung der klassischen Optik verwenden. Man sagt ja auch nicht: „Das Wellenpaket des Steins propagiert im Gravitationsfeld“ um auszudrücken: „Der Stein fällt“.

Die konkrete Definition des Begriffes Photon hängt sicher vom Lehrkonzept ab, aber sie darf nicht eine Körnigkeit oder gar die Existenz von kleinen Kugeln nahelegen. Die Bezeichnung Photon ist die Elementarportion des Lichts würde die Bedingung erfüllen, wenn gleichzeitig klar ist, dass eine Portion kein Klumpen ist, sondern im Sinne ausgedehnter und formvariabler Elementarportionen des Alltags zu verstehen ist: Ein Teller Suppe, eine Prise Salz, ein Quentchen Glück. Konsequenter ist es, die besondere Bedeutung der zeitlichen Struktur von Detektorsignalen als Voraussetzung für das Auftreten nichtklassischer Eigenschaften in die Definition einzubeziehen, denn Quelle und Detektor sind gleichberechtigte Komponenten eines quantenoptischen Experiments. Dann muss man sagen: Ein Photon kann aus dem Licht präpariert werden an Stelle von: Licht besteht aus Photonen.

Die didaktischen Folgerungen sind keineswegs neu, sondern wurden u. a. von Gerhard Simonsohn schon vor 30 Jahren in dieser Zeitschrift formuliert [35], mit ganz ähnlichem Tenor. Inzwischen hat die experimentelle Quantenoptik große Fortschritte gemacht und neuerdings sind etliche bahnbrechende quantenoptische Experimente für Schülerinnen und Schüler zugänglich. Insofern besteht Hoffnung, dass die irreführende Auffassung des Photons als lokalisiertes Energiepaket endlich abgeschafft werden kann. ■

## Literatur

- [1] Richard Kidd, James Ardini, and Anatol Anton. *Evolution of the modern photon*. *Am. J. Phys.*, 57(1):27–35, 1989.
- [2] Roshdi Rashed. *A pioneer in anaclastics: Ibn Sahl on burning mirrors and lenses*. *Isis*, 81, 1990.
- [3] Isaac Newton. *Opticks*. William Innys, London, 4th edition, 1730. reprint, New York: Dover, 1979.
- [4] Thomas Young. *The Bakerian lecture: On the theory of light and colours*. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London*, 92. 12–48, 1802.
- [5] Thomas Young. *The Bakerian lecture: Experiments and calculations relative to physical optics*. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London*, 94:1–16, 1804.
- [6] William Tobin. *The life and science of Leon Foucault: the man who proved the earth rotates*. Cambridge University Press, Cambridge [u.a.], 2003.
- [7] Max Planck. *Über eine Verbesserung der Wienschen Spektralgleichung*. *Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft*, 2:202–204, 1900.
- [8] Max Planck. *Zur Theorie des Gesetzes der Energieverteilung im Normalspektrum*. *Verh. d. Deutsch. Physik. Ges.*, 2:237–245, 1900. Nachdruck in: Max Planck, *Physikalische Abhandlungen und Vorträge*, Braunschweig: Vieweg, 1958.
- [9] Albert Einstein. *Über einen die Erzeugung und Verwandlung des Lichtes betreffenden heuristischen Gesichtspunkt*. *Annalen der Physik*, 17:132–148, 1905.
- [10] Dieter Hoffmann, editor. *Max Planck: Die Entstehung der modernen Physik*. Beck, München, 2008.
- [11] Abraham Pais. *Subtle is the Lord ... : the science and the life of Albert Einstein*. Clarendon Press, Oxford, 1982.
- [12] Albert Einstein. *Strahlungsemission und -absorption nach der Quantentheorie*. *Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft*, 18(Sitzung vom 21.7.1916).
- [13] Geoffrey Ingram Taylor. *Interference fringes with feeble light*. *Proceedings of the Cambridge Philosophical Society*, 18:318–323, 1916
- [14] Gilbert N. Lewis. *The conservation of photons*. *Nature*, 118:874–875, 1926.
- [15] G. Wentzel. *Zur Theorie des photoelektrischen Effekts*. *Zeitschrift für Physik*, 40:574–589, 1926.
- [16] Werner Heisenberg. *Development of concepts in the history of quantum theory*. *American Journal of Physics*, 43(5):389–394, 1975.
- [17] P. A. M. Dirac. *The quantum theory of the emission and absorption of radiation*. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A.*, 114(767):pp. 243–265, 1927.
- [18] Enrico Fermi. *Quantum theory of radiation*. *Rev. Mod. Phys.*, 4:87–132, 1932.

- [19] V. Weisskopf and E. Wigner. *Berechnung der natürlichen Linienbreite auf Grund der Diracschen Lichttheorie*. *Zeitschrift für Physik*, 63:54–73.
- [20] P. A. M. Dirac. *A theory of electrons and protons*. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A*, 126(801):360–365, 1930.
- [21] Carl D. Anderson. *The positive electron*. *Phys. Rev.*, 43:491–494, 1933.
- [22] L. D. Landau und E. M. Lifschitz. *Lehrbuch der Theoretischen Physik, Band IV: Quantenelektrodynamik*. Akademie-Verlag, Berlin, 1986.
- [23] Roy J. Glauber. *Coherent and incoherent states of the radiation field*. *Phys. Rev.*, 131(6):2766–2788, 1963.
- [24] Willis E. Lamb. *Theory of an optical maser*. *Phys. Rev.*, 134(6A):A1429–A1450, 1964.
- [25] John F. Clauser. *Experimental distinction between the quantum and classical fieldtheoretic predictions for the photoelectric effect*. *Phys. Rev. D*, 9(4):853–860, 1974.
- [26] Rodney Loudon. *Non-classical effects in the statistical properties of light*. *Reports on Progress in Physics*, 43(7):913–948, 1980.
- [27] George Greenstein and Arthur G. Zajonc. *The Quantum Challenge*. Jones and Barlett, Sudbury, 2006.
- [28] Hans-Albert Bachor. *A guide to experiments in quantum optics*. Wiley-VCH, Weinheim, 2004.
- [29] G. Roger P. Grangier and A. Aspect. *Experimental evidence for a photon anticorrelation effect on a beam splitter: A new light on single-photon interferences*. *Europhys. Lett.*, 1:173–179, 1986.
- [30] Sebastien Gleyzes, Stefan Kuhr, Christine Guerlin, Julien Bernu, Samuel Del'eglise, Ulrich Busk Hoff, Michel Brune, Jean-Michel Raimond, and Serge Haroche. *Quantum jumps of light recording the birth and death of a photon in a cavity*. *Nature*, 446:297–300, 2007.
- [31] Brigitte Falkenburg. *Metamorphosen des Teilchenkonzepts*. *Praxis der Naturwissenschaften - Physik in der Schule*, 51/4:14–22, 2003.
- [32] Brigitte Falkenburg. *Particle metaphysics : a critical account of subatomic reality*. Springer, Berlin [u.a.], 2007.
- [33] Patrick Bronner, Andreas Strunz, Christine Silberhorn und Jan-Peter Meyn. *Interactive screen experiments with single photons*. *European Journal of Physics*, 29:345–353, 2009.
- [34] W. E. Lamb, Jr. *Anti-photon*. *Applied Physics B*, 60:77–84, 1995.
- [35] Gerhard Simonsohn. *Probleme mit dem Photon im Physikunterricht*. *Praxis der Naturwissenschaften - Physik*, 30 Nr. 9:257–266, 1981.

## Anschrift des Verfassers

Prof. Dr. Jan-Peter Meyn, Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg, Physikalisches Institut – Didaktik, Staudtstraße 7, 91058 Erlangen, E-Mail: jan-peter.meyn@physik.uni-erlangen.de



# Photonik macht Schule

Ein Schülerlabor zur modernen Optik und Quantenoptik

A. Vetter, A. Strunz, P. Bronner u. J.-P. Meyn

Authentische Geräte und labortypische Justieraufgaben bilden die Basis von vier Experimentierstationen zur modernen Optik, die paarweise von Schülerinnen und Schülern ab Klassenstufe 10 bearbeitet werden können. Nach der praktischen Vorbereitung wird ein Demonstrationsexperiment mit einzelnen Photonen gezeigt. Beim anschließenden Besuch eines Forschungslabors erkennen die Schülerinnen und Schüler viele Komponenten wieder und profitieren von ihren praktischen Erfahrungen mit typischen Justieraufgaben, wie sie auch von Wissenschaftlern bewältigt werden müssen.

## 1. Einleitung

Aktuelle Wissenschaft ist zu selten Gegenstand des Physikunterrichts. Unter den vielfältigen Möglichkeiten, wie Schülerinnen und Schüler in Kontakt mit Forschung kommen können, nehmen Schülerlabore an Universitäten eine herausragende Stellung ein. Ein grundsätzliches Problem ist die Balance von Forschungsbezug und Eigenaktivität der Schüler: Methoden und Geräte der Forschungslabore sind oft ungeeignet für Jugendliche ohne fachspezifische Ausbildung, so dass auf bewährte Standardexperimente zurückgegriffen wird, die lediglich in ein interessantes Umfeld eingebettet sind. Insbesondere ist es schwierig, den Schülerinnen und Schülern ähnliche experimentelle Aufgaben zu geben, welche die Wissenschaftler haben, denen sie während eines Laborbesuchs begegnen.

Mit dem Schülerlabor *Photonik macht Schule* wurde ein handlungsorientierter Zugang zur modernen Optik und Quantenoptik für Schüler/innen ab Klasse 10 geschaffen. Es besteht aus vier Experimentierstationen, an denen Schülergruppen selbstständig arbeiten, und einem separaten Demonstrationslabor, in dem Experimente mit einzelnen Photonen gezeigt werden.

Im Schülerlabor wird mit authentischen Geräten aus Forschungslaboren gearbeitet, und zwar mit Lasern, Lichtleitfasern, Einkoppeltischen, polarisierenden Strahlteilern, Polarisationsdrehplatten, Detektoren sowie mechanischen Bauteilen auf Rasterplatten. Die Schülerinnen und Schüler lernen durch eigene Tätigkeit die Geräte kennen, aus denen aktuelle quantenoptische Experimente aufgebaut sind, insbesondere kennen sie alle Bauteile des Einzelphotonenexperiments in unserem nach didak-

tischen Gesichtspunkten aufgebauten Demonstrationslabors mit Ausnahme der Komponenten, die zur Präparation der Einzelphotonen-Zustände dienen.

Als Abschluss der Teilnahme an *Photonik macht Schule* besteht die Möglichkeit, ein Forschungslabor zu besuchen und mit Wissenschaftlern ins Gespräch zu kommen. Die Schüler/innen kennen nun die Standardkomponenten wie Spiegel, Lichtleitfasern etc., aber auch wesentliche Komponenten, die zur Präparation der Quantenzustände erforderlich sind. Ungewohnt sind lediglich die hohe räumliche Dichte der Bauteile auf dem Tisch, sowie deren oftmals nach praktischen Gesichtspunkten bestimmte Anordnung, die dem unbedarften Betrachter eher als Unordnung erscheint.

## 2. Experimentierstationen

Die Experimentierstationen können in beliebiger Reihenfolge bearbeitet werden. Jeweils zwei Schüler/innen arbeiten an einem Experiment. Das ganze Laborpraktikum dauert knapp vier Stunden. Einen Blick in das Labor zeigt Abbildung 1.

<< Abb. 1 >>

Die Laborstationen wurden so konzipiert, dass alle Komponenten, die in unseren Einzel-Photonen-Experimenten verwendet werden, von den Schülerinnen und Schülern selbst benutzt werden. Einzige Ausnahmen sind der Kristall für die parametrische Fluoreszenz und die Koinzidenzelektronik, mit der Photonenpaare präpariert werden.

Alle Experimente werden auf Rasterplatten (*breadboards*) aufgebaut, wie sie in jedem optischen Forschungslabor Stan-

dard sind. Auf den Rasterplatten werden die optischen Bauteile mit Innensechskantschrauben befestigt; es sind beliebige Strahlengänge in der Tischebene möglich. Grundsätzlich starten alle Experimente vom leeren Tisch; es werden keine Positionen für Bauteile angezeichnet.

### 2.1 Malus' Gesetz

An dieser Station wird das Reflexionsvermögen eines polarisierenden Strahlteilers untersucht. Der Strahlteiler ist ein Glaswürfel, bestehend aus zwei Prismen, deren Verbindungsfläche in der Würfeldiagonalen dielektrisch beschichtet ist. Über einen gewissen Spektralbereich erscheint die direkte Durchsicht horizontal polarisiert, während die rechtwinklige Durchsicht vertikal polarisiert ist. Die Transmission eines polarisierten Lasers durch den Strahlteiler wird mit einer Silizium-Diode als Funktion der Polarisationssebene gemessen. Die Polarisationssebene wird mit einer sog.  $\lambda/2$ -Platte gedreht, dabei macht eine Drehung der Platte um den Winkel  $\alpha$  eine Drehung der Polarisationssebene um  $2\alpha$ . Die Kombination aus polarisierendem Strahlteiler und  $\lambda/2$ -Platte wird u. a. zur Leistungsregelung von Lasern verwendet, so dass hier eine sehr verbreitete experimentelle Methode erlernt wird.

### 2.2 Michelson-Interferometer

Mit dem Aufbau eines Michelson-Interferometers werden Geduld und präzises Arbeiten geschult. Es reicht nicht, die Bauteile an die vorgesehenen Orte zu stellen, sondern das fein strukturierte Interferenzmuster muss entdeckt werden, und die Spiegel müssen behutsam justiert werden, bis ein symmetrisches Muster mit zentralem Minimum oder Maximum erscheint. Im For-



schungslabor gibt es öfter die Situation, dass ein Signal bei richtiger Anordnung der Bauelemente gar nicht vorhanden ist und zuerst eine Ausgangsbasis gesucht werden muss, von der weiter optimiert werden kann.

### 2.3 Musikalischer Lichtleiter

In dieser Station geht es um Lichtleitfasern. Ein Laserstrahl wird nach einer Freistrahl-Strecke von 30 cm bis 50 cm mithilfe eines Mikroskopobjektivs in eine fest montierte Lichtleitfaser eingekoppelt, die zu einem Detektor führt. Es gibt fünf Freiheitsgrade der Einkopplung: Die Fokussierung in Richtung der optischen Achse, zwei Translationen senkrecht zur optischen Achse sowie zwei Neigungen des Laserstrahls in der Tischebene und senkrecht dazu.

Da das Bildfeld des Mikroskopobjektivs und der Akzeptanzwinkel der Lichtleitfaser eng begrenzt sind, muss der Laserstrahl zuerst auf die Achse des Objektivs gelegt werden. Das geschieht durch Reflexion an zwei Spiegeln, die systematisch verdreht werden, bis der Laserstrahl genau durch zwei per Augenmaß auf der optischen Achse positionierten Blenden geht (*beam walk*). Danach können die drei Translations-Freiheitsgrade des Mikroskopobjektivs systematisch zur Verbesserung der im Detektor empfangenen Lichtleistung verwendet werden. Beim Vergleich der maximal eingekoppelten Lichtleistung konnten wir den bekannten empirischen Befund bestätigen, dass Mädchen systematischer und sorgfältiger, in diesem Falle also erfolgreicher experimentieren.

Abschließend wird der Laser mit dem Signal eines MP-3-Players moduliert und das Empfangssignal am fasergekoppelten Detektor ~~wird~~ demoduliert und auf einen Lautsprecher gegeben. Diese Teilaufgabe ist aus der Sicht der Optik entbehrlich, aber sie ist sehr motivierend und gibt dem Ganzen einen unmittelbaren Sinn. Den fertigen Aufbau zeigt Abbildung 2.

<< Abb. 2 >>

### 2.4 Kryptographie mit polarisierten Lichtsignalen

Die Grundlage der Kryptographie ist die überprüfbar sichere Übertragung eines binären Schlüssels. Sender und Empfänger verwenden eine Prozedur zur Übertragung, bei der ein Lauscher garantiert entdeckt wird. Eine Möglichkeit ist die Übertragung einzelner Photonen nach dem sogenannten BB84-Protokoll. Es basiert auf der Darstellung von Bits in zwei zufällig abwech-

selnden Polarisationsbasen mit ( $1 : 0^\circ, 45^\circ$ ) und ( $0 : 90^\circ, -45^\circ$ ). Für eine detaillierte Beschreibung wird auf unsere Internetseite [www.quantumlab.de](http://www.quantumlab.de) verwiesen. Wir verwenden hier ein klassisches Modell, in dem einzelne Photonen durch Lichtimpulse eines Lasers ersetzt werden. Der Unterschied zwischen klassischen Lichtpulsen und einzelnen Photonen kann im begleitenden Fachunterricht herausgearbeitet ~~werden, aber~~ wenn der Schwerpunkt nicht auf Kryptographie liegt, kann die Station auch für sich stehen: Die Informationsübertragung mit Licht ist möglich und mit Polarisationscodierung kann man einen Lauscher entdecken.

### 3. Quantenoptik-Labor

Experimente mit einzelnen Photonen gibt es seit einigen Jahren als Fortgeschritten-Praktikum an manchen Universitäten [1,2]. Als Demonstration sind derartige Experimente durchaus für Schülerinnen und Schüler geeignet, denn die Präparation von einzelnen Photonen ist recht einfach.

Ein spezieller nichtlinearer Kristall (Barium-Beta-Borat) zeigt bei Beleuchtung mit einem Laser sogenannte parametrische Fluoreszenz bei ~~der halben~~ Frequenz des anregenden Lichts. Es entstehen Photonenpaare. Die parametrische Fluoreszenz ist auf einem Kegel um den anregenden Laserstrahl gerichtet. In der Tischebene werden zwei Richtungen des Kegels durch Irisblenden ausgewählt und zwei empfindlichen Detektoren (APD für avalanche photo diode) zugeführt. Die simultane Detektion von zwei Photonen wird mit einer Koinzidenzelektronik nachgewiesen. Die Präparation eines einzelnen Photons ist lediglich eine abweichende Sicht auf die Koinzidenzschaltung: Spricht ein Detektor an, so ist durch die Koinzidenz festgelegt, dass am zweiten Detektor ein Photon existiert, mit dem experimentiert werden kann. Wenn einer der beiden Detektoren erheblich näher an der Quelle der parametrischen Fluoreszenz ist, spricht man auch von angekündigten Photonen: Ein Detektionsereignis am näheren Detektor kündigt an, dass ein zweites Photon vorhanden, aber noch nicht detektiert ist.

Unter den verschiedenen Grundlagenexperimenten, die im Quantenlabor aufgebaut werden können und die auf unserer Internet-Seite als interaktive Bildschirmexperimente [3] vorgestellt werden, entscheiden sich die Besuchergruppen meistens für die Verschränkung von Photonenpaaren. Verschränkte Zustände zeigen nach *Einstein, Podolski und Rosen* [4] die Unvereinbarkeit von klassischen Vorstellungen mit

den Resultaten der Quantenphysik (EPR-Paradoxon). In unserem in Abbildung 3 gezeigten Experiment wird diese Unvereinbarkeit dadurch sichtbar, dass zufällige Ereignisse an Einzeldetektoren über eine große Distanz korreliert sind [5].

<< Abb. 3 >>

### 4. Einbindung in den Unterricht

Das Konzept ist grundsätzlich unabhängig von bestehenden Lehrplänen, so dass einerseits der vorbereitende Unterricht durch die/den Lehrer/in an die jeweiligen Randbedingungen angepasst werden muss; andererseits ist das Konzept frei von spezifischen Details, die für einen bestimmten Lehrplan erforderlich und für einen anderen Lehrplan überflüssig bis störend sein können.

Die Einbindung des Laborbesuchs in den regulären Unterricht wurde von den Lehrkräften ganz unterschiedlich gestaltet. Die Klassen besuchen das Schülerlabor und das Quantenoptik-Labor (vgl. Abbildung 4), und einige Gruppen runden die praktische Arbeit mit einem Besuch des Max-Planck-Instituts für die Physik des Lichts (MPL) in Erlangen ab. Wenngleich der Besuch des Forschungslabors bei der Ausarbeitung unseres Konzeptes eine wesentliche Rolle spielte, zeigte sich in der Praxis, dass das Schülerlabor auch ohne den unmittelbaren Forschungsbezug attraktiv ist und leicht in den regulären Fachunterricht eingebunden werden kann.

Obligatorische Vorkenntnisse sind gering: Lediglich die Phänomene der Polarisation sowie die Idee der Kryptographie müssen bekannt sein. Das Wissen über die Wellennatur des Lichts ist ein Vorteil beim Michelson-Interferometer, allerdings sind auch Klassen ohne diese Vorkenntnisse erfolgreich, weil dieses Experiment ebenfalls eine Aufgabe zur Polarisation enthält.

Eine Unterrichtsreihe im Umfang von 9-12 Stunden wurde von einem der Autoren (P.B.) zusammen mit dem Physik-Kollegium des Albert-Schweitzer-Gymnasiums Erlangen ausgearbeitet und in zwei kompletten 10. Jahrgangsstufe mit jeweils 5 Klassen erprobt. Dieser Fachunterricht wird ergänzt durch eine Projektarbeit zur Quantenkryptographie. Die Unterrichtsmaterialien stehen auf unserer Internetseite [www.QuantumLab.de](http://www.QuantumLab.de) nach Anmeldung zum Download bereit.

### 5. Einbindung in die Lehrerbildung

Die im Schülerlabor verwendeten Methoden und Bauteile sind nicht Gegenstand der konventionellen Physiklehrerbildung.

Lehrkräfte, die mit ihren Klassen das Schülerlabor besuchen wollen, nehmen daher ~~sinnvollerweise~~ an einer Fortbildung teil, in der sie die Stationen selbst durcharbeiten. Diese Fortbildungen sind auch für Lehrkräfte attraktiv, die nicht in unmittelbarer Zukunft einen Laborbesuch mit Schülergruppen planen.

Die Betreuung der Schulklassen und der Lehrergruppen erfolgt durch Studierenden des Lehramts Physik an Gymnasien, die diese Aufgabe als Teil eines Hauptseminars im 8. Semester auf freiwilliger Basis übernehmen.

Referendare haben die Möglichkeit, das Schülerlabor für innovative Unterrichtsansätze, bis hin zur pädagogischen Hausarbeit, zu nutzen. Die Praxis zeigt, dass die Einbindung ganzer Seminarklassen weniger effektiv ist als die Einladung an besonders Interessierte.

Fortbildungen für Gruppen von 6-12 Lehrkräften können jederzeit mit uns vereinbart werden.

#### Danksagung

Das Schülerlabor wird von der Robert-Bosch-Stiftung unter der Bewilligungsnummer 32.5.8051.0155.0 gefördert. Wir danken Frau Prof. Dr. Christine Silberhorn für vielfältige Unterstützung bei Experimenten mit einzelnen Photonen sowie für zahlreiche Laborführungen im Max-Planck-Institut für die Physik des Lichts. Das bayerische Staatsministerium für Unterricht und Kultus fördert das Schülerlabor ab September 2010 durch die Abordnung eines Lehrers.

#### Literatur

[1] J. J. Thorn, M. S. Neel, V. W. Donato, G. S. Bergreen, R. E. Davies, and M. Beck. *Observing the quantum behavior of light in an undergraduate laboratory*. *Am. J. Phys.*, 72 (9):1210–1219, 2004.

[2] E. J. Galvez, C. H. Holbrow, M. J. Pysher, J. W. Martin, N. Courtemanche, L. Heilig, and J. Spencer. *Interference with correlated photons: Five quantum mechanics experiments for undergraduates*. *Am. J. Phys.*, 73(2):127–139, 2005.

[3] Patrick Bronner, Andreas Strunz, Christine Silberhorn und Jan-Peter Meyn: *Interactive screen experiments with single photons*. *Eur. J. of Phys.* 30: 345-353, 2009.

*Interaktive Bildschirmexperimente mit ausführlicher Anleitung sowie Unterrichtsmaterialien werden angeboten unter ~~www.Quantum-Lab.de~~*

[4] A. Einstein, B. Podolsky, and N. Rosen. *Can quantum-mechanical description of physical reality be considered complete?* *Phys. Rev.*,

47(10):777–780, 1935.

[5] Patrick Bronner, Andreas Strunz, Christine Silberhorn und Jan-Peter Meyn. *Demonstrating quantum random with single photons*. *European Journal of Physics*, 30: 1189–1200, 2009.

#### Anschrift der Verfasser:

Andreas Vetter, Andreas Strunz, Patrick Bronner und Prof. Dr. Jan-Peter Meyn, Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg, Physikalisches Institut – Didaktik, Staudtstraße 7, 91058 Erlangen, E-Mail: jan-peter.meyn@physik.uni-erlangen.de

#### Photonik macht Schule – Ein Schülerlabor zur modernen Optik und Quantenoptik

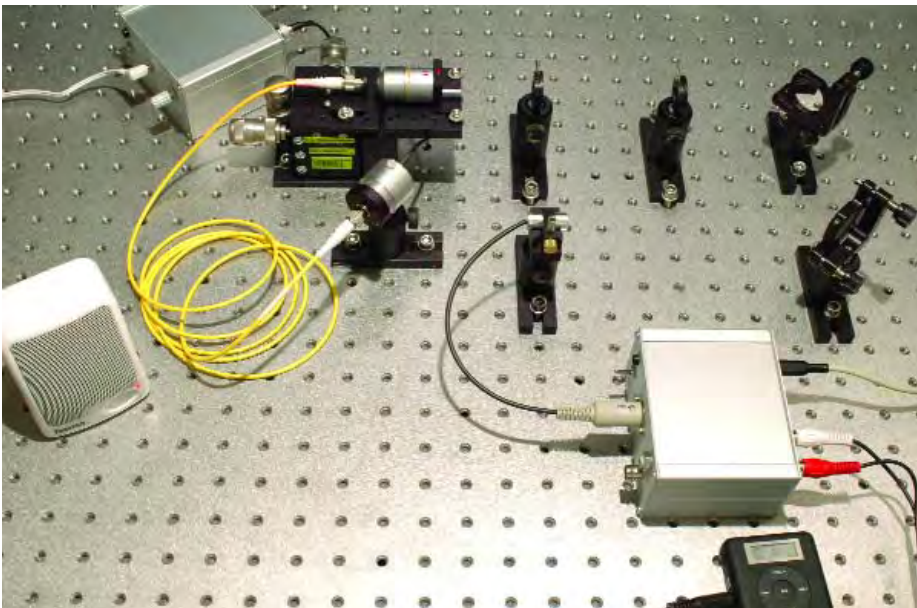
A. Vetter, A. Strunz, P. Bronner u. J.-P. Meyn

Authentische Geräte und labortypische Justieraufgaben bilden die Basis von vier Experimentierstationen zur modernen Optik, die paarweise von Schülerinnen und Schülern ab Klassenstufe 10 bearbeitet werden können. Nach der praktischen Vorbereitung wird ein Demonstrationsexperiment mit einzelnen Photonen gezeigt. Beim anschließenden Besuch eines Forschungslabors erkennen die Schülerinnen und Schüler viele Komponenten wieder und profitieren von ihren praktischen Erfahrungen mit typischen Justieraufgaben, wie sie auch von Wissenschaftlern bewältigt werden müssen.

PdN-PhiS 8/59, S. xx

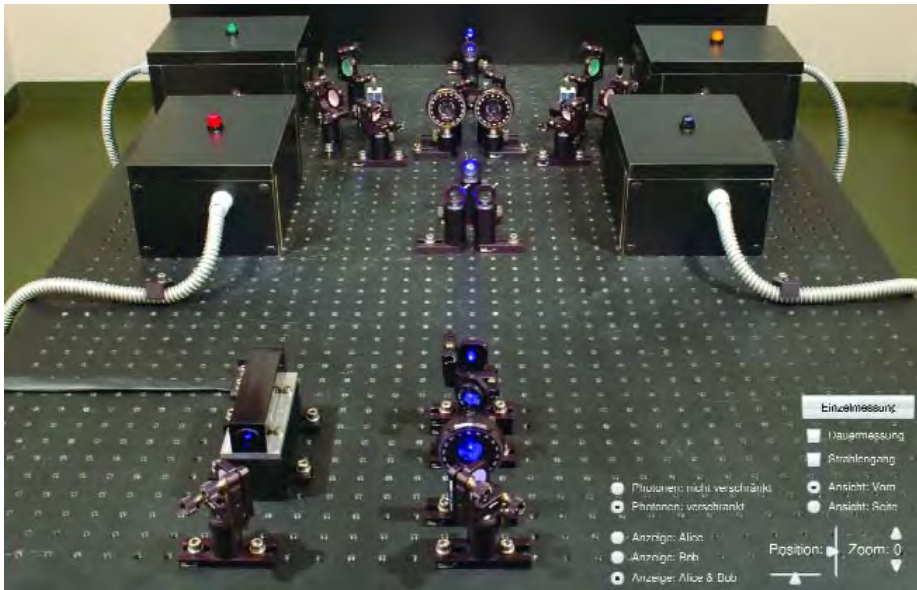


**Abb. 1:** Schülerinnen und Schüler einer 10. Klasse arbeiten an den Laborstationen.



**Abb. 2:** Aufbau der Station Musikalischer Lichtleiter. Ausgehend von einer leeren Rasterplatte werden die einzelnen Komponenten installiert und justiert. Der Einkoppeltisch oben im Bild ist ein Präzisionsgerät mit Mikrometerschrauben.





**Abb. 3:** Blick in das Quantenoptik-Labor. Das Bild ist Bestandteil des interaktiven Bildschirmexperiments zur Verschränkung von Photonenpaaren. Durch Anwählen der Schalter im untere Teil des Bildes kann das Experiment bedient werden.



**Abb. 4:** Schülerinnen und Schüler einer 10. Klasse im Quantenoptiklabor. Der Pumplaser für die parametrische Fluoreszenz hat eine Leistung von 40 mW, so dass Schutzbrillen angemessen sind.

# Bestimmung der Planck-Konstanten $h$

J.-P. Meyn

## 1 Historische und didaktische Vorbemerkung

Die Bestimmung des Planck'schen Wirkungsquantums ist eine aufregende Angelegenheit, denn nur wenige Naturkonstanten können mit Schulmitteln gemessen werden. Leider hört man oft die Meinung, dass die Messung nicht sehr genau sein müsse, um zu überzeugen; es komme immerhin die Größenordnung heraus, schließlich sei  $h$  ja sehr klein. Das liegt jedoch nur an dem SI-Einheitensystem, man kann  $h$  auch gleich Eins setzen.

Historisch wurde das Wirkungsquantum von Planck selbst aus seinem Strahlungsgesetz bestimmt [1]. Der heutige Wert  $h = 6,62696896(33) \cdot 10^{-34}$  Js stammt aus einem System von Einzelmessungen mit der von-Klitzing-Konstante aus dem Quanten-Hall-Effekt im Zentrum [2]. In der Schule verwendet man den Photoeffekt. Dabei wird oft suggeriert, der Photoeffekt sei ein direkter Nachweis der Quantennatur des Lichts – das ist jedoch falsch. Schon unmittelbar nach Bekanntwerden der Schrödingergleichung wurde der Photoeffekt mit klassischem elektromagnetischem Feld beschrieben [3]. Umso wichtiger ist es, bei dem Experiment eine befriedigende Genauigkeit für  $h$  zu erhalten, da das nunmehr der einzige Grund für die Durchführung ist.

## 2 Messmethoden

Als erste Messmethode zur Bestimmung von  $h$  bietet sich in Anlehnung an die ursprüngliche Arbeit von Planck die Intensitätsverteilung des schwarzen Strahlers an; sie kann mit den heute verfügbaren Quellen und Detektoren leicht und zuverlässig gemessen werden [4]. Der Aufwand geht aber doch über das schulübliche Maß hin-

aus, so dass diese Methode nicht weiter besprochen wird.

Die Bestimmung der Minimalspannung, die zum Betrieb von Leuchtdioden verschiedener Emissionswellenlänge notwendig sind, ist eine wegen der Einfachheit beliebte Methode. Sie ist ungeeignet, weil die Beziehung  $E = eU = hf$  nicht erfüllt ist, sondern die LED schon bei zu niedriger Spannung leuchtet. Das Problem kann man entschärfen, wenn man  $eU$  über der Frequenz aufträgt und eine Fitgerade durch die Messpunkte legt; offen bleibt die Bedeutung der negativen Energie bei  $f = 0$ . Noch genauer wird man, wenn man nicht die Minimalspannung nimmt, sondern die Funktion  $I(U)$  mit einer Geraden fittet, um den Schnittpunkt mit der  $U$ -Achse zu bestimmen. Das funktioniert allerdings auch mit gewöhnlichen Halbleiterdioden, so dass man sich fragt, warum die überhaupt leuchten sollen. Die zugrunde liegende Theorie der Bandstrukturen, strahlende und nichtstrahlende Rekombination der Ladungsträger etc. sind definitiv außerhalb der schulischen Möglichkeiten.

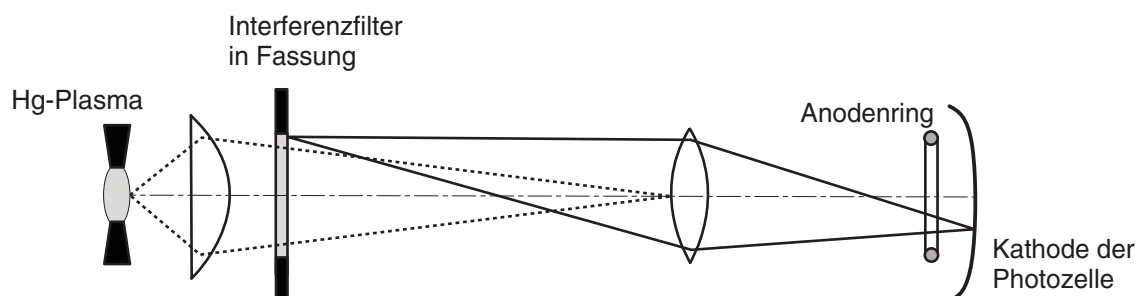
Die Bestimmung von  $h$  mit dem Photoeffekt an Alkalimetallen wurde 1916 von Millikan [5, 6] mit hoher Genauigkeit von 0,5 % Fehler zum heutigen Wert durchgeführt. Diese Messung ist Vorbild für das Schulexperiment mit der Photozelle. Das Experiment wurde vor dreißig Jahren ausführlich in dieser Zeitschrift besprochen [7]; inzwischen haben technische Fortschritte weitere Vereinfachungen ermöglicht.

<sup>1</sup>Diese Austrittsenergie ist keine Konstante eines bestimmten Materials, hier des Kaliums, sondern sie hängt auch von der Kontaktspannung der beteiligten Metalle ab [5, 9]

## 3 Photozelle

Die Photozelle von Leybold [8] besteht aus einer Kalium-Schicht im evakuierten Glaskolben, über der in einigen mm Abstand eine ringförmige Platin-Elektrode angebracht ist. Andere Lehrmittelhersteller verwenden technische Röhren aus alten Lagerbeständen wie Valvo 90CV oder RCA 1P39; diese haben eine tonnenförmige Kathode und stabförmige Anode. Sie haben eine höhere Quanteneffizienz, allerdings erfordert die Abschattung der zentralen Anode genaueres Arbeiten. Handwerklich Begabte kaufen eine einzelne Photozelle für etwa 50 Euro im Internethandel und bauen ein Gehäuse aus schwarzem Karton, eingewickelt in Alufolie. Die Messresultate sind vergleichbar mit der Kalium-Zelle, die hier stellvertretend behandelt wird.

Licht mit der Energie  $E = hf$  setzt aus der Kalium-Schicht Elektronen frei, welche die um die Austrittsenergie  $E_A$  verminderte Energie  $E' = E - E_A$  haben<sup>1</sup>. Diese Elektronen gelangen auf die Anode und verursachen den Photostrom, der in einem typischen Aufbau zwischen 100 pA (491 nm) und 60 nA (365 nm) beträgt. Wenn die Anode auf ein tieferes Potential gelegt wird, verringert sich der Strom und verschwindet beim so genannten Stopp-Potential. Die Beleuchtung der Photozelle soll großflächig und gleichmäßig sein, dabei darf der Anodenring auf keinen Fall getroffen werden. Das wird durch Abbildung einer homogen ausgeleuchteten, kreisförmigen Blende auf die Kathode erreicht. Durch Veränderung des Abbildungsmaßstabs kann der Leuchtfleck auf die richtige Größe gebracht werden. Der Strahlengang ist in Abb. 1 gezeigt. Streulicht wird durch Abdecken der gesamten Apparatur abgehalten.



**Abb. 1:** Beleuchtung der Photozelle. Die Fassung des Interferenzfilters wird scharf auf die Kathode abgebildet (durchgezogener Strahlengang); mit dem Kondensator wird die homogene Ausleuchtung gewährleistet (gestrichelter Strahlengang). Mit dieser Anordnung bekommt man auch für die schwache Linie bei 491nm gute Resultate.

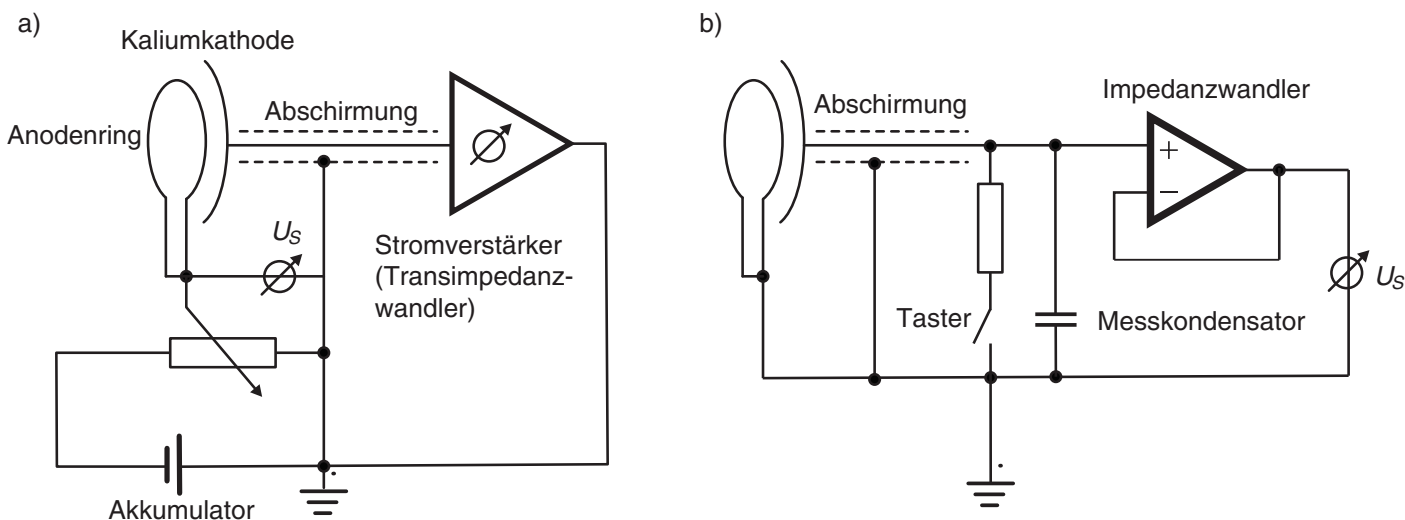


Abb. 2: Elektrische Beschaltung der Photozelle für die Messung des (a) Photostroms, (b) der Gleichgewichtsspannung.

Deren Wirksamkeit wird durch Messung des Photostroms beim Abdecken der Lampe überprüft. Je besser die Abbildung ist, desto weniger hat man mit Streulicht zu tun und desto genauer werden die Resultate. Das wird bei den üblichen Kämpfen mit Messverstärkern, Erdungskabeln, etc. leicht übersehen.

#### 4 Spektrallampe

Als Lichtquelle wird eine Quecksilberlampe empfohlen, die über das ganze sichtbare und UV-Spektrum verteilt leicht identifizierbare Emission hat. Die Wellenlängen sind in Tab. 1 angegeben. Alle Quecksilberlampen emittieren intensive UVC-Strahlung bei 254 nm, welche sehr schädlich für Haut und Augen ist. Die 254 nm-Strahlung wird durch gewöhnliches Glas wirksam abgeschirmt, aber viele Fassungen von Lehrmittelherstellern bestehen aus einem Metallzylinder mit Loch und stellen ein Sicherheitsrisiko dar. Wenn man nicht die Möglichkeit hat, eine geschlossene Fassung mit Kondensorlinse anzuschaffen, sollte man auf jeden Fall eine Glasscheibe

direkt vor die Öffnung stellen und jegliches Streulicht an Lüftungsschlitzen etc. mit Pappe abschirmen [12].

#### 5 Elektronik

Das Stopp-Potential kann auf zwei verschiedene Arten bestimmt werden, nämlich über den Nullpunkt des Photostroms als Funktion der Gegenspannung der Anode oder durch das Speichern der emittierten Ladung auf der Anode, die nach einiger Zeit die Gegenspannung erreicht, um den Photostrom ganz auszuschalten.

##### 5.1 Photostrom

Die elektrische Beschaltung der Photozelle erfolgt abweichend von den Literaturvorschlägen nach Abbildung 2a. Die Abschirmung der Messleitung sowie der Verstärker liegen auf Erdpotential; damit sind Störsignale so weit wie möglich reduziert. Das Stopp-Potential  $U_S$  wird über einem Widerstand abgegriffen, der zwischen Erdpotential und dem Minuspol eines Akkumulators liegt. Der Wert des Widerstands ist unkritisch, empfehlenswert ist ein 10-

Gang-Potentiometer mit Nennwiderstand im Bereich 1 k $\Omega$  – 1 M $\Omega$ . Ein kleiner Fehler bei der Bestimmung des Stopp-Potentials entsteht durch den Spannungsabfall am Verstärker, denn eigentlich müsste das Stopp-Potential zwischen Kathode und Anode gemessen werden. Bei einem guten Stromverstärker (z.B. Femto DLPCA-200, [10]) ist der Innenwiderstand 1 k $\Omega$  im Messbereich bis 1 nA, der Spannungsabfall beträgt also maximal 1  $\mu$ V und ist damit vernachlässigbar. Die Störung durch Anschluss des Voltmeters für das Stopp-Potential direkt an der Kathode wäre viel schädlicher. Bei Universalverstärkern von Lehrmittelherstellern mit älterer Technik kann der Eingangswiderstand so groß sein, dass der Spannungsabfall berücksichtigt werden muss, sei es durch nachträgliche Korrektur der Spannung als Funktion der Stromstärke oder Anschluss des Voltmeters zwischen Kathode und Anode. Welches die bessere Methode ist, muss man ausprobieren, weil Störsignale von den Details des Aufbaus abhängen.

##### 5.2 Spannungsgleichgewicht

Das Stopp-Potential bildet sich von selbst aus, wenn mit der beleuchteten Photozelle ein Kondensator bis zur Gleichgewichtsspannung aufgeladen wird [11]. Diese Spannung wird mit einem Elektrometerverstärker mit mindestens  $10^{12}$   $\Omega$  Eingangswiderstand gemessen. Der Elektrometerverstärker belässt die Spannung beim gleichen Wert, aber sein Eingangswiderstand ist um viele Größenordnungen höher als der Ausgangswiderstand, an den ein gewöhnliches Voltmeter angeschlossen werden kann. Die Beschaltung ist in Abb. 2b gezeigt. Bei 10 nF Kapazität dauert es je nach Lichtstrom mehrere Minuten, bis die Gleichgewichtsspannung erreicht ist. Man

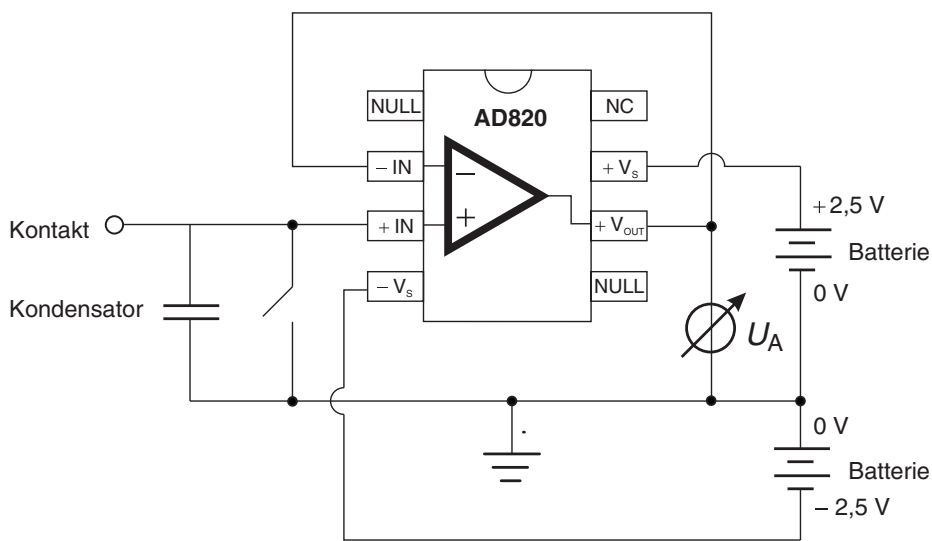
Tab. 1: Wellenlängen der Quecksilber-Spektrallampe. Die Emission bei 491nm ist sehr schwach.

Wellenlänge in nm	365,48	404,66	435,83	491,60	546,08	576,96
Frequenz in THz	821,30	740,85	687,87	609,83	548,99	519,61
Farbe	(UV)	violett	blau	türkis	grün	gelb

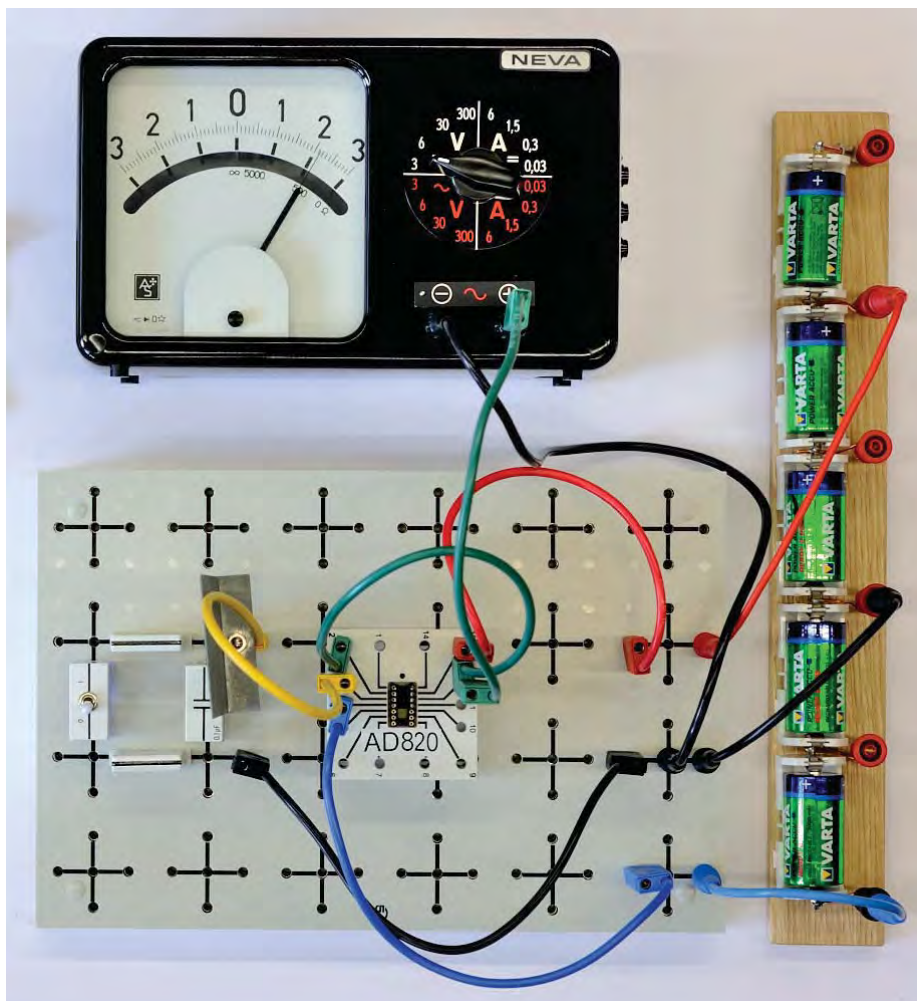
Tab. 2: Langpassfilter als Ersatz für fehlende Interferenzfilter.

Wellenlänge in nm	365,48	404,66	435,83	491,60	546,08	576,96
Langpassfilter Haushalt	Fensterglas Polycarbonat					
Langpassfilter Schott	–	GG 400	GG 435	GG 475	OG 515	OG 570
Langpassfilter B+W	–	415	(420)	–	023	041
Langpassfilter Kodak	–	2B	(2A)	–	15	22





**Abb. 3:** Impedanzwandler-Schaltung mit Operationsverstärker AD820 zur Bestimmung der Ladungsmenge über die Spannung am Kondensator. Die Bezeichnung der acht Beinchen des Bauteils ist dem Datenblatt entnommen. Zwischen den beiden Anschlüssen NULL könnte mit einem  $20\text{ k}\Omega$  Spannungsteiler mit Abgriff auf Masse der Offset korrigiert werden, was aber in dem konkreten Aufbau entbehrlich war. Der Kontakt NC ist funktionslos. Andere Operationsverstärker werden sinngemäß verwendet, u.a. die häufig verwendeten Typen CA3140 und TL081 haben die gleiche Belegung der Kontakte.



**Abb. 4:** Impedanzwandler mit einfachsten Schulmitteln. Dem AD820 reichen schon  $\pm 2,5\text{ V}$  Betriebsspannung aus vier Akkumulatoren. Der Aufbau eignet sich übrigens auch für die Ladungsmessung in der Elektrostatik, wenn der Wert des Messkondensators genau bekannt ist.

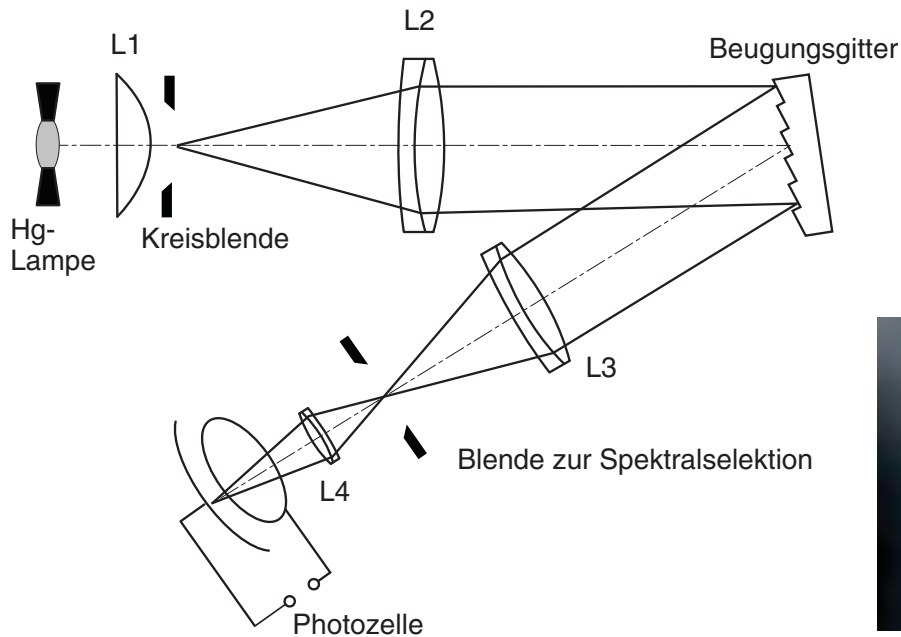
verkürzt sich die Wartezeit, wenn man von kleiner Frequenz aufwärts misst und die Ladung des Kondensators belässt. Mehrere Messwerte zu einer Frequenz werden in schneller Folge gewonnen, wenn man den Kondensator mit einem Taster über einen Widerstand  $R > 1\text{ G}\Omega$  geringfügig entlädt, so dass der Gleichgewichtszustand bald wieder erreicht wird. Der Kondensator darf nur durch den Photostrom aufgeladen werden, nicht etwa durch Influenz. Letztere wird vermindert durch einen relativ großen Messkondensator sowie durch Erdung des Lampengehäuses und des Experimentiertisches.

Der große Vorteil der Gleichgewichtsmethode ist die Möglichkeit, den Impedanzwandler aus einem handelsüblichen Operationsverstärker mit Feldeffekttransistoreingang für wenige Euro selbst zu bauen. Sehr gut geeignet ist der AD820, weil er schon mit vier Akkumulatoren als Spannungsversorgung  $\pm 2,5\text{ V}$  zurechtkommt, aber auch CA3140 und TL081 sind möglich. Die Beschaltung erfolgt gemäß Abb. 3, der Aufbau mit Stecksystem ist in Abb. 4 gezeigt. Fertig konfektioniert ist der Impedanzwandler als Elektrometerverstärker im Lehrmittelhandel.

## 6 Spektrale Selektion

Zur Selektion der einzelnen Frequenzen bzw. Wellenlängen der Spektrallampe dienen Interferenzfilter. Die Interferenzfilter sind teuer und können in der Schule eigentlich nur für die  $h$ -Messung verwendet werden. Selten ist ein kompletter Satz Filter vorhanden und mit zwei oder drei Wellenlängen ist der Geradenfit wertlos. Alternativ ist die Spektralzerlegung mit einem hochauflösenden Gitter möglich, welches weniger kostet als ein einziger zusätzlicher Interferenzfilter und viele weitere Einsatzmöglichkeiten hat [12]. Man nutzt dabei aus, dass die Quecksilber-Spektrallampe bei ganz bestimmten Wellenlängen emittiert. Quecksilber-Hochdrucklampen (HBO) sind aufgrund ihres kontinuierlichen Untergrunds nicht für die nachfolgend beschriebene Methode geeignet. Die Spektrallampe erkennt man am Pico9-Sockel und dem AC-Netzgerät mit  $1\text{ A}$  maximaler Stromstärke. Im Zweifelsfall schaue man sich das Spektrum an: Die beiden gelben Linien müssen sauber getrennt sein.

Das Spektroskop wird nicht mit einem Spalt, sondern mit einer Lochblende aufgebaut, denn die Photozelle wird am besten kreisförmig ausgeleuchtet. Die Kreisblende vor der Hg-Lampe wird scharf auf eine zweite Blende abgebildet, um spektral reines Licht zu selektieren: Bei hinreichen-



**Abb. 5:** Messung ohne Interferenzfilter. Der Kondensator L1 leuchtet die erste Blende homogen aus, welche durch das gesamte Linsensystem scharf auf die Kathode abgebildet wird. Die Linsen L2 und L3 bilden das Spektroskop. Der Abstand von der Blende zu L2 ist deren Brennweite, so dass die Lichtwege vor dem Gitter parallel sind. L3 macht ein scharfes Zwischenbild auf der Blende zur spektralen Selektion. Die eingefügte Photographie zeigt die zwei monochromatischen Kreise auf der Blende, hier 546 nm und 578 nm. Die Kreise für 365 nm, 404 nm und 436 nm sind ebenfalls getrennt, liegen aber außerhalb des Blendenkörpers. Durch Drehen des Gitters kann man die gewünschte Wellenlänge auf die Blendenöffnung bringen.

der Dispersion ist das Licht der Quecksilber-Spektrallampe in farbige, monochromatische Kreise getrennt. Durch Drehen des Gitters kann man den Lichtkreis der gewünschten Wellenlänge auf die Blende richten. Die Wellenlängen sind in Tab. 1 angegeben. Die Emission bei 365 nm wird mit fluoreszierendem Papier nachgewiesen. Die Selektionsblende wird mit einer weiteren Linse scharf auf die Photokathode abgebildet. Der optische Aufbau ist in Abb. 5 gezeigt. Die Position des Lichtflecks auf der Kathode ändert sich beim Drehen des Gitters nicht, man kann also das Gehäuse der Photozelle schließen und die spektrale Selektion auf der Zwischenblende mit einem Stück Papier überprüfen. Ferner ist es möglich, bei anderer Geometrie der Photokathode, z. B. mit zentraler Anode, eine angepasste Blende zu fertigen. Als Zahlenbeispiel sei genannt: 12 mm Blende an der Lampe,  $f = 350$  mm Linsen im Spektroskop, 1200 lines/mm Gitter mit 400 nm blaze. Die Bestimmung der Gleichgewichtsspannung mit dem Selbstbau-Impedanzwandler und der Spektralselektion durch Gitter für die Wellenlängen 576 nm bis 365 nm liefert  $h$  mit einem Fehler von etwa 5%. Die notwendigen Spezialgeräte beschränken sich also auf die Kalium-Zelle und die Quecksilber-Spektrallampe.

Wenn weder Interferenzfilter noch Bauteile für ein Spektroskop zur Verfügung stehen, kann man sich mit Langpassfiltern behelfen, die als UV-, Gelb- und Orangefilter für die Schwarzweiß-Photographie auf

Film sehr günstig bei Internetauktionen zu bekommen sind. Für Bezeichnungen und Kantenwellenlängen siehe Tab. 2 [12]. Die kürzeste noch transmittierte Wellenlänge ist jeweils die wirksame für den Versuch, die anderen tragen bei höherer Gegenspannung nicht mehr bei. Schließlich kommen noch LED in Frage, die ein relativ schmalbandiges Spektrum haben und deren Wellenlänge im Datenblatt spezifiziert ist. Bei solchen Kompromissen muss man natürlich Abstriche bei der Genauigkeit machen.

### 7 Auswertung

Der Photostrom hängt quadratisch von der Gegenspannung ab. Die Bestimmung des Nullpunktes ist sehr ungenau, da im Minimum einer quadratischen Funktion die erste Ableitung verschwindet. Man bestimmt daher das Stopp-Potential aus einem linearen Fit durch die Funktion  $\sqrt{I(U_G)}$  [13, 14], siehe Abb. 6. Man muss den funktionalen Zusammenhang nicht unbedingt kennen, sondern kann die regulär aufgetragene Funktion  $I(U_G)$  nach Millikan [5] graphisch extrapolieren – letztlich ist es eine didaktische Entscheidung, ob man die technischen Mittel konsequent ausnutzen will oder ohne die sonderbare Wurzelfunktion ein bahnbrechendes historisches Experiment nachvollzieht. Bei der Gleichgewichtsmethode können die Stopp-Potentiale direkt abgelesen werden. Die Stopp-Potentiale, multipliziert mit der Elementarladung, werden als Funktion der Lichtwellenfrequenz aufgetragen; die Steigung

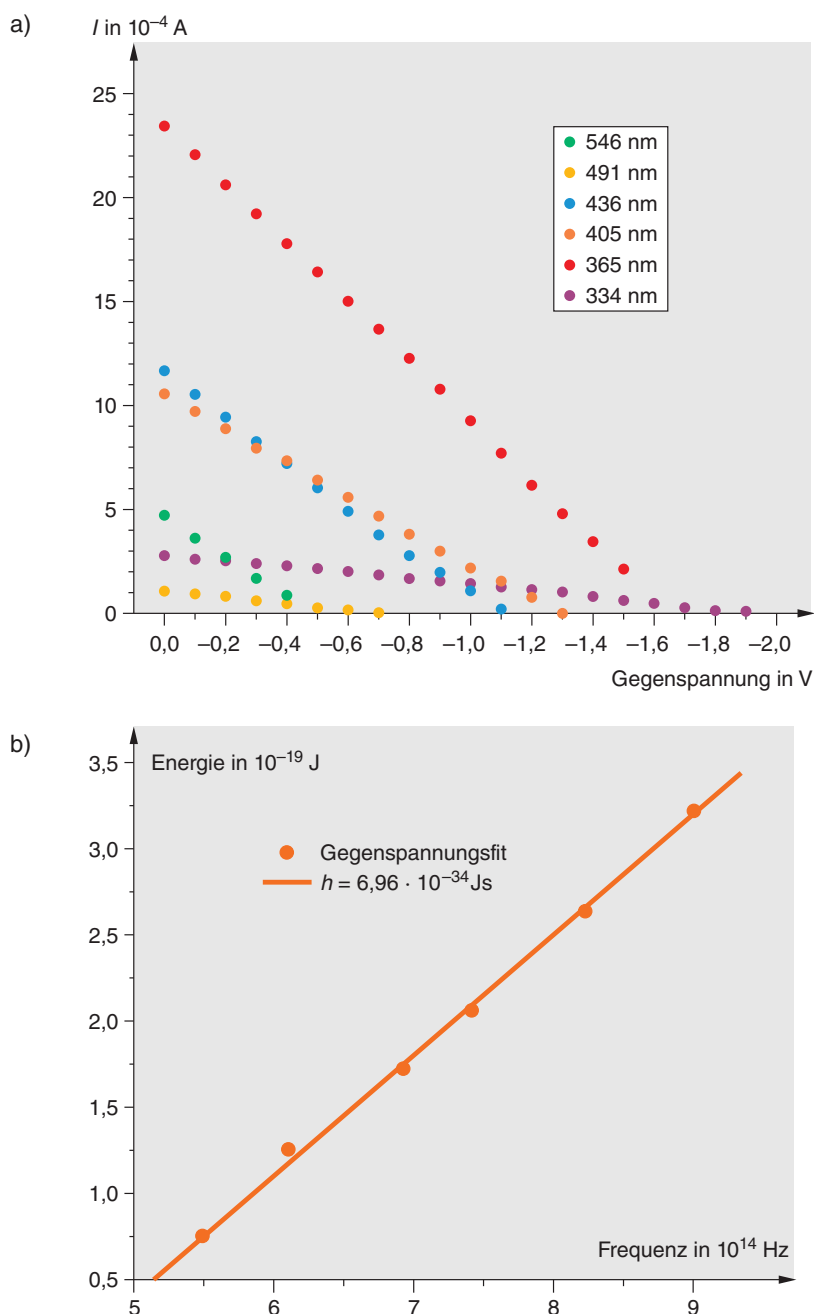
der Geraden durch die Messpunkte gibt den numerischen Wert für  $h$ .

Wenn man mit der Genauigkeit von 5% nicht zufrieden ist, kann man Photostrom- und Gleichgewichtsmethode vergleichen, mit denen man unterschiedliche Werte für die Stopp-Potentiale erhält, ein klarer Hinweis auf systematische Fehler. Man lässt die Schülerinnen und Schüler ein Blick in die Original-Arbeit von Michelson werfen. Er hat direkt vor der Messung eine dünne Scheibe Alkalimetall abgehobelt – im Hochvakuum, mit der Technik von 1916! Da braucht man sich für den größeren Fehler nicht mehr schämen.

### 8 Fehlerbehandlung

Wenn alle Optimierungen gleichzeitig durchgeführt werden, sollte der Wert für  $h$  nicht mehr als 5% Fehler aufweisen. Es ist ratsam, die Photozelle vor der Messung einige Stunden im Dunklen zu lassen, wie es auch bei Photomultipliern empfohlen wird. Eine häufige Fehlerquelle ist die Belichtung des Anodenrings durch Streulicht, man soll aber auch nicht zu vorsichtig sein und nur einen Miniaturkreis von 5 mm Durchmesser ausleuchten. Den Stromverstärker überprüft man ggf. mit einem Taschenlampenakku, der über einen 100 M $\Omega$ -Widerstand entladen wird. Bei 1,2 V Spannung erwartet man 12 nA. Den Impedanzwandler bringt man mit dem Eingang direkt an die Kontakte einer Batterie, am Ausgang muss deren Spannung messbar sein. Der Experimentator ist garantiert auf-





**Abb. 6:** Photostrom als Funktion der Gegenspannung in der Kaliumzelle (a). Die Spannung für  $I = 0$  wird mit der Elementarladung multipliziert und über der Lichtfrequenz aufgetragen. Die Gerade durch die Datenpunkte hat die Steigung  $h$  (b).

geladen, wenn er nur mit seinem Baumwollhemd über irgendeine Kunststofffläche streicht; man bringt sich durch Berührung mit dem geerdeten Experimentier-tisch auf Erdpotential, bevor man die Messung durchführt.

Auf dem Anodenring der Photozelle schlägt sich im Laufe der Zeit Kalium nieder, wodurch die Austrittsarbeit erhöht und die Messgenauigkeit vermindert wird. Das Kalium kann durch Erhitzen des Anodenrings abgedampft werden. Es ist klar, dass man die Sache im thermischen Gleichgewicht nur verschlimmert, das Erhitzen muss also pulsartig erfolgen. Dazu werden die beiden Anschlüsse des Anodenrings getrennt und über einen zusätz-

lichen Schalter an ein strombegrenztes Netzgerät angeschlossen. Die Stromstärkebegrenzung wird vorab auf 1 A eingestellt. Die Spannung muss hoch genug sein, dass diese Stromstärke trotz Widerstands des Anodenrings auch erreicht wird. Der Strompuls hat eine Dauer von einer Sekunde. Längere Strompulse sind schädlich, Wiederholungen bringen nichts! Das Ausheizen des Anodenrings ist eine beliebte Maßnahme bei unbefriedigenden Messresultaten. Sie enttäuscht in der Regel, weil der Fehler fast immer woanders liegt, und verkürzt die Lebensdauer der Kalium-Zelle. Die technischen Röhren kann man gar nicht ausheizen, und die müssen trotzdem ein paar Jahrzehnte halten. ■

## Literatur

- [1] Planck M., Zur Theorie des Gesetzes der Energieverteilung im Normalspektrum (1900). In: Verh. d. Deutsch. Physik. Ges 2, S. 237 – 245, reprint in: (1958): Max Planck, Physikalische Abhandlungen und Vorträge. Braunschweig: Vieweg
- [2] Mohr P. J.; Taylor B. N.; Newell D. B., Codata recommended values of the fundamental physical constants: 2006 (2008). In: Rev. Mod. Phys. 80, S. 633 – 730
- [3] Wentzel G., Zur Theorie des photoelektrischen Effekts (1926). In: Zeitschrift für Physik 40, S. 574 – 589
- [4] Dryzek J.; Ruebenbauer K., Planck's constant determination from black-body radiation (1992). In: American Journal of Physics 3/60, S. 251 – 253
- [5] Millikan R. A., A direct photoelectric determination of Planck's "h" (1916). In: Phys. Rev. 3/7, S. 355 – 388
- [6] Millikan R. A., The distinction between intrinsic and spurious contact e.m.f.s and the question of the absorption of radiation by metals in quanta (1921). In: Phys. Rev. 3/18, S. 236 – 244
- [7] Langensiepen F., Ein verbessertes Verfahren zur Bestimmung des Planckschen Wirkungsquantum mit in der Schule vorhandenen Mitteln (1981). In: Praxis der Naturwissenschaften - Physik, 11/30, S. 321 – 327
- [8] www.ld-didactic.de, Leybold. LD Didactic GmbH, Leyboldstr. 1, 50354 Hürth
- [9] Wong D.; Lee P.; Shenghan G.; Xuezhou W.; Qi H. Y.; See K. F., The photoelectric effect: experimental confirmation concerning a widespread misconception in the theory (2011). In: European Journal of Physics 4/32, S. 1059 – 1064
- [10] www.femto.de, Femto. FEMTO Messtechnik GmbH, Paul-Lincke-Ufer 34, D10999 Berlin,
- [11] Boys D. W.; Mary E. C.; Mary E.; Mykolajenko W., Photoelectric effect revisited (or an inexpensive device to determine  $h/e$ ) (1978). In: American Journal of Physics, 2/46, S. 133 – 135
- [12] Meyn J.-P. (2011): Grundlegende Experimentiertechnik im Physikunterricht. München: Oldenbourg Verlag
- [13] Wright W. R., The photoelectric determination of  $h$  as an undergraduate experiment (1982). In: Am. J. Phys. 5, S. 65 – 67
- [14] Powell R. A., The photoelectric effect: Back to the basics (1978). In: Am. J. Phys. 46, S. 1046 – 1051

## Anschrift des Verfassers

Prof. Dr. Jan-Peter Meyn, Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg, Physikalisches Institut - Didaktik, Staudtstraße 7, 91058 Erlangen, E-Mail: jan-peter.meyn@physik.uni-erlangen.de

