

# Nielocalne korelacje pomiędzy przestrzennie rozdzielonymi atomami

Jan Chwedeńczuk

Wydział Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego

---

**Streszczenie.** Mechanika kwantowa dopuszcza, by obiekty rozdzielone na znaczną odległość wpływały na siebie natychmiast, bez udziału fizycznego oddziaływania. By pogodzić takie zjawiska z postulatem, że prędkość światła jest skończona i nieprzekraczalna, należy odrzucić lokalny realizm. Dyskusje na temat sprzeczności mechaniki kwantowej z tezami lokalnego realizmu trwają od roku 1935, gdy ukazała się praca Einsteina, Podolskiego i Rosena. Niecałe trzydzieści lat później John Bell sformułował prosty przepis, zwany nierównością Bella, za pomocą którego można badać, czy dany układ kwantowy jest nielokalny. W tym artykule przedstawię postulaty lokalnego realizmu, zarys teorii Bella, omówię pionierskie prace doświadczalne oraz najnowsze wyniki badań nad nielokalnością w gazach kwantowych

---

W 1935 roku Albert Einstein, Boris Podolski i Nathan Rosen przedstawili argumenty na rzecz tezy, że opis świata, jakiego dostarcza mechanika kwantowa jest niekompletny [1]. Od „kompletnej” teorii oczekiwali, by spełniała wymogi, które obecnie nazywamy postulatami „lokalnego realizmu”. Realizm oznacza, że obiekty fizyczne mają obiektywnie określone własności (takie jak pęd czy położenie), niezależnie od ingerencji obserwatora. Lokalność wymaga, by stan układu zmieniał się tylko pod wpływem tego, co dzieje się w jego otoczeniu.

Einstein, Podolski i Rosen wzięli na warsztat układ składający się z dwu części i pokazali, iż teoria kwantów nie tylko dopuszcza, że stan jednego podukładu staje się określony natychmiast po pomiarze wykonanym na drugim, to jeszcze jego własności zależą od wyników tego pomiaru. Tym samym złamane są postulaty lokalnego realizmu, stąd teoria kwantów jest niekompletna. Już sam tytuł pracy „Can Quantum-Mechanical Description of Physical Reality be Considered Complete?” zdradza zakończenie.

Minęło prawie 30 lat, gdy w 1964 roku irlandzki fizyk John Bell opublikował pracę „On the Einstein Podolsky Rosen Paradox”, w której wykazał, że mechaniki kwantowej nie da się „uzupełnić” tak, by spełniała postulaty lokalnego realizmu [2]. Dopóty, dopóki jest teorią obowiązującą – to znaczy nie zostanie zakwestionowana wynikami pomiarów – klasyczny obraz świata, przynajmniej na poziomie cząstek elementarnych, atomów i cząsteczek, należy porzucić. Przytoczymy teraz argument Bella, w nieco zmienionej i bardziej „popularnej” postaci, zaproponowanej przez Johna Clausera, Michaela Horne’a, Abnera Shimony’ego oraz Richarda

Holta [3].

Rozważmy oddalone układy  $A$  i  $B$ , którym zostają przydzielone dwie części obiektu fizycznego, i w których osobno mierzy się wielkość fizyczną mogącą przyjmować wartość 1 albo  $-1$ . Zbiórny wynik pojedynczego pomiaru to jedna z poniższych par liczb

$$\begin{aligned} (A : 1, B : 1), & \quad (A : 1, B : -1), \\ (A : -1, B : 1), & \quad (A : -1, B : -1). \end{aligned} \quad (1.1)$$

Doświadczenie powtarzane jest  $m$  razy – otrzymujemy zbiór  $m$  par wyników  $\{(a_1, b_1), \dots, (a_m, b_m)\}$  i obliczamy *korelator*

$$E_m(a, b) = \frac{1}{m} \sum_{k=1}^m a_k b_k. \quad (1.2)$$

Gdy  $m \rightarrow \infty$ , średnią arytmetyczną można zastąpić średnią po... no właśnie, po czym? By to zrozumieć, wyobraźmy sobie proces fizyczny, który prowadzi do pomiarów w  $A$  i  $B$ . Pewien obiekt jest dzielony na dwie części i każda z nich poddawana jest osobnym pomiarem. *Realizm* dopuszcza, by wyniki były powiązane, a korelacja powstaje w momencie podziału wyjściowego obiektu. Kiedy części są rozdzielone ich własności fizyczne są określone. To znaczy, że

$$E_m(a, b) \xrightarrow{m \rightarrow \infty} E(a, b) = \int d\lambda \rho(\lambda) a(\lambda) b(\lambda). \quad (1.3)$$

Tutaj  $\lambda$  jest pewną zmienną losową o rozkładzie prawdopodobieństwa  $\rho(\lambda)$ . Odzwierciedla on naszą niewiedzę o szczegółach mechanizmu podziału korelującego wyniki pomiarów w  $A$  z wynikami pomiarów w  $B$ . Jednak

zakładamy, że jest jakiś deterministyczny proces, który sprawia, że za każdym razem  $A$  i  $B$  mierzą jakieś  $a(\lambda)$  i  $b(\lambda)$  z wartością  $\lambda$ , która „się wylosowała” z rozkładu  $\rho(\lambda)$ . Rozumowanie Bella i kwartetu Clauser-Horne-Shimony-Holt (CHSH) opiera się na badaniu własności  $E(a, b)$  przy zmianie wielkości mierzonych w  $A$  i w  $B$ . Dopuszczamy, że w obu podukładach obserwatorzy niezależnie decydują, czy mierzyć, tak jak poprzednio  $a$  i  $b$ , czy też jakąś inną wielkość  $a'$  bądź  $b'$ , za każdym razem dającą wynik  $\pm 1$ . Po decyzji, że w  $A$  mierzymy  $a'$  zamiast  $a$ , zaś w  $B$  pozostajemy przy  $b$ , korelator ma postać

$$E(a', b) = \int d\lambda \rho(\lambda) a'(\lambda) b(\lambda). \quad (1.4)$$

Decyzja podjęta w  $A$  nie wpływa na wynik pomiaru w  $B$ : własności podukładów są określone przez to, co dzieje się *lokalnie*. Rozważmy wartość bezwzględną kombinacji czterech korelatorów, którą nazywamy współczynnikiem Bella

$$\mathcal{B} = |E(a, b) - E(a', b) + E(a, b') + E(a', b')|. \quad (1.5)$$

$\mathcal{B}$  przyjmuje maksymalną wartość, na przykład, niezależnie od  $\lambda$ ,  $a = 1$ ,  $b = 1$ ,  $a' = -1$  oraz  $b' = 1$ . Wtedy wszystkie korelatory wynoszą  $+1$ , zatem dla  $E$  zgodnych z postulatami lokalnego realizmu [równanie (1.3)] zachodzi

$$\mathcal{B} \leq 2. \quad (1.6)$$

Nierówność tę nazywamy nierównością Bella, bądź nierównością CHSH [2, 3].

Pozostaje ostatni krok – wykazać, że istnieją układy kwantowe, dla których łamana jest (nie jest spełniona – przyp. red.) nierówność Bella. Rozważmy dwie cząstki o spinie  $1/2$  w stanie singletowym

$$|\psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|\uparrow, \downarrow\rangle - |\downarrow, \uparrow\rangle), \quad (1.7)$$

gdzie  $|\uparrow, \downarrow\rangle = |\uparrow\rangle_A \otimes |\downarrow\rangle_B$ ,  $\hat{\sigma}_z^{(A)} |\uparrow / \downarrow\rangle_A = \pm |\uparrow / \downarrow\rangle_A$  (i analogicznie dla  $B$ ),  $\hat{\sigma}_z^{(A)}$  zaś oznacza z-tową macierz Pauliego układu  $A$  [4]. Dla tego układu rozważmy korelator

$$E(\theta, \varphi) = \langle \hat{\sigma}_\theta^{(A)} \hat{\sigma}_\varphi^{(B)} \rangle, \quad (1.8)$$

gdzie

$$\begin{aligned} \hat{\sigma}_\theta^{(A)} &= \hat{\sigma}_x^{(A)} \cos \theta + \hat{\sigma}_y^{(A)} \sin \theta, & \hat{\sigma}_\varphi^{(B)} \\ &= \hat{\sigma}_x^{(B)} \cos \varphi + \hat{\sigma}_y^{(B)} \sin \varphi. \end{aligned} \quad (1.9)$$

Licząc średnią (1.8) na stanie (1.7) otrzymujemy

$$E(\theta, \varphi) = -\cos(\theta - \varphi). \quad (1.10)$$

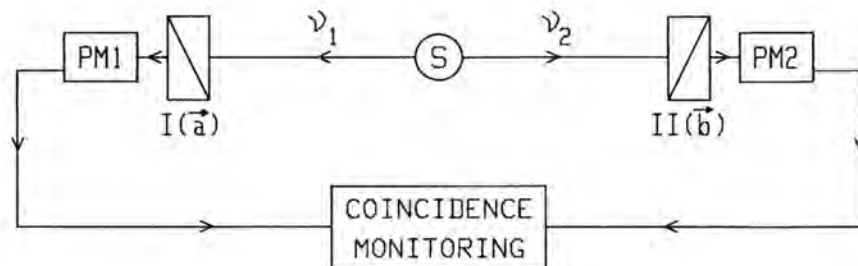
Biorąc  $\theta = 0$ ,  $\theta' = \frac{\pi}{2}$ ,  $\varphi = -\frac{\pi}{4}$  oraz  $\varphi' = \frac{\pi}{4}$ , dostajemy

$$\mathcal{B} = |E(\theta, \varphi) - E(\theta', \varphi) + E(\theta, \varphi') + E(\theta', \varphi')| = 2\sqrt{2}, \quad (1.11)$$

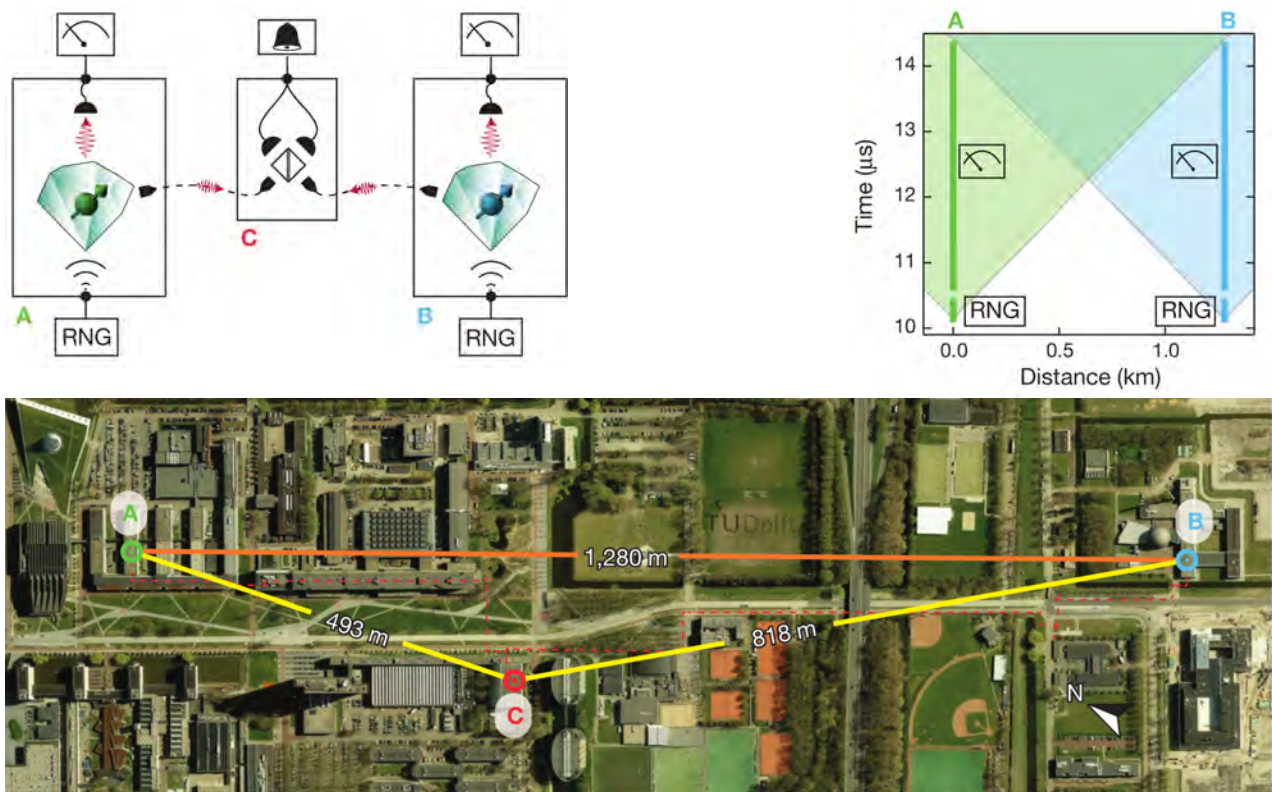
czyli nierówność Bella nie jest spełniona. Mechanika kwantowa nie spełnia postulatów lokalnego realizmu – nie istnieje „ukryta zmienna”  $\lambda$ , która w klasyczny sposób, zgodnie z równaniem (1.3), koreluje dwa spiny w stanie (1.7).

\* \* \*

Pora prześledzić, jak te przewidywania są empirycznie weryfikowane. Pierwsze doświadczenia wykonywały pary fotonów powstałe w procesie parametrycznego podziału częstości [5] i splątane w polaryzacjach [6, 7]. Uproszczony schemat doświadczenia, typowy dla tego typu eksperymentów, przedstawiony jest na rys. 1. Źródłem fotonów (S) jest nieliniowy kryształ, na który pada wiązka laserowa. W trakcie propagacji w kryształach foton należący do wiązki ulega zamianie na parę fotonów o niższej częstości, tak że zachowany jest pęd i energia. W wyniku powstaje splątana para fotonów (tu oznaczonych przez  $\nu_1$  i  $\nu_2$ ), której stan jest opisywany równaniem (1.7), gdzie strzałki  $\uparrow / \downarrow$  odpowiadają wzajemnie prostopadłym polaryzaczom, a obszary  $A$  i  $B$  przeciwnym kierunkom, prowadzącym do polaryzatorów I i II. Ich orientacje  $\vec{a}$  i  $\vec{b}$  odpowiadają kątom  $\theta$  i  $\varphi$  i mogą być niezależnie zmieniane. Fotopowielacze tworzą makroskopowy sygnał  $E_I(\vec{a})$  i  $E_{II}(\vec{b})$ , który jest korelowany zgodnie z równaniem (1.2), a siła korelatora, badana nierównością (1.6), łamie klasyczne ograniczenie.



Rys. 1. Schemat doświadczenia pochodzący z pracy [7]. Źródło splątanych fotonów (S) wysyła parę fotonów do dwóch polaryzatorów I i II ustawionych w kierunkach zgodnych z wektorami  $\vec{a}$  i  $\vec{b}$ . Fotopowielacze PM1 i PM2 dają makroskopowy sygnał, którego korelator jest wynikiem doświadczenia.



Rys. 2. Schemat doświadczenia, w którym bada się nierówność CHSH (na górze po lewej). Dwa diamenty emitują po fotonie, te zaś podlegają pomiarowi w C, co splątuje A i B. Następnie, losowo w A i B, dobierane są orientacje kierunków, wzdłuż których wykonywane są pomiary rzutu spinów pojedynczych elektronów. Schemat na górze po prawej pokazuje, że od momentu generacji kierunków do pomiarów mija mniej czasu, niż zajęłoby światło skomunikowanie dwóch podukładów (stożki świetlne nie przekrywają się). Mapa na dole przedstawia schemat kampusu Delft University of Technology z zaznaczonymi laboratoriami A, B i C. Wszystkie rysunki pochodzą z pracy [8].

Czy każda obserwacja łamania nierówności Bella jest dowodem na sprzeczność mechaniki kwantowej z postulatami lokalnego realizmu? A nuż dwa polaryzatory w jakiś sposób się ze sobą komunikują, przesyłając informacje o swoich ustawieniach? By to wykluczyć, należałoby je rozsunąć na dużą odległość, a wszelkie manipulacje na obu przedstawicielach splątanej pary wykonać na tyle szybko, by wykluczyć przepływ informacji między podukładami (zakładamy, że wszystkie fizyczne sygnały przemieszczają się z prędkością nie większą niż światło). Takie doświadczenie udało się przeprowadzić w 2015 roku [8], a rys. 2 przedstawia jego schemat. Dwa odległe o 1.3 km diamenty (punkty A i B na mapie i na schematach) emitują po jednym fotonie. Para spotyka się mniej więcej po środku (C), gdzie w wyniku pomiaru tworzony jest stan splątany spinów pary elektronów w diamentach, taki jak w równaniu (1.7). Opierając się na wynikach uzyskanych z kwantowych generatorów liczb losowych (RNG – ang. *random number generator*), które dają wynik 0 bądź 1, niezależnie w A i B dobiera się kierunek, wzdłuż którego mierzy się spiny splątanych elektronów. W ten sposób uzyskuje się cztery korelatory  $E(0,0)$ ,  $E(1,0)$ ,  $E(0,1)$  i  $E(1,1)$ . Na ich podstawie bada się nierówność CHSH (1.6), a otrzymany

wynik  $B = 2.42 \pm 0.20$  łamie klasyczne ograniczenie. Wszystkie operacje wykonane w A i B, to jest losowanie kierunku oraz pomiar, wykonywane są w czasie wykluczającym komunikację podukładów z prędkością światła, co obrazuje schemat czasoprzestrzenny na rys. 2.

W niektórych doświadczeniach ustawienia detektorów „losują” gwiazdy. W dwóch laboratoriach A i B, które dysponują dwiema częściami stanu splątanego (1.7), teleskopy obserwują przypadkowe migotanie światła pochodzącego od dwóch odległych gwiazd i na tej podstawie dobiera się ustawienia polaryzatorów [9, 10]. Nadal nie możemy wykluczyć, że miliardy lat temu gwiazdy uknuły spisek i migoczą teraz w sposób synchroniczny tak, aby oszukać fizyków na Ziemi, dając im błędne przeświadczenie, że udało im się potwierdzić sprzeczność mechaniki kwantowej z postulatami lokalnego realizmu. Jest to jednak mało prawdopodobne.

\* \* \*

Doświadczeniom ze splątanymi parami fotonów towarzyszą badania nad nielokalnymi korelacjami łączącymi cząstki masywne [11, 12]. Rzecz w tym, że spreparowanie nieklasycznego stanu pary atomów czy czą-

steczek jest trudne i wymaga naprawdę zaawansowanych technik eksperymentalnych. Potrzebne jest źródło cząstek, które jest stabilne i którym da się manipulować w kontrolowany sposób. Te kryteria spełnia kondensat Bosego–Einsteina, ultrazimny gaz bozonów, którego istnienie przewidziano w latach dwudziestych XX wieku [13, 14]. Na potwierdzenie empiryczne tej tezy przyszło czekać ponad siedemdziesiąt lat [15, 16].

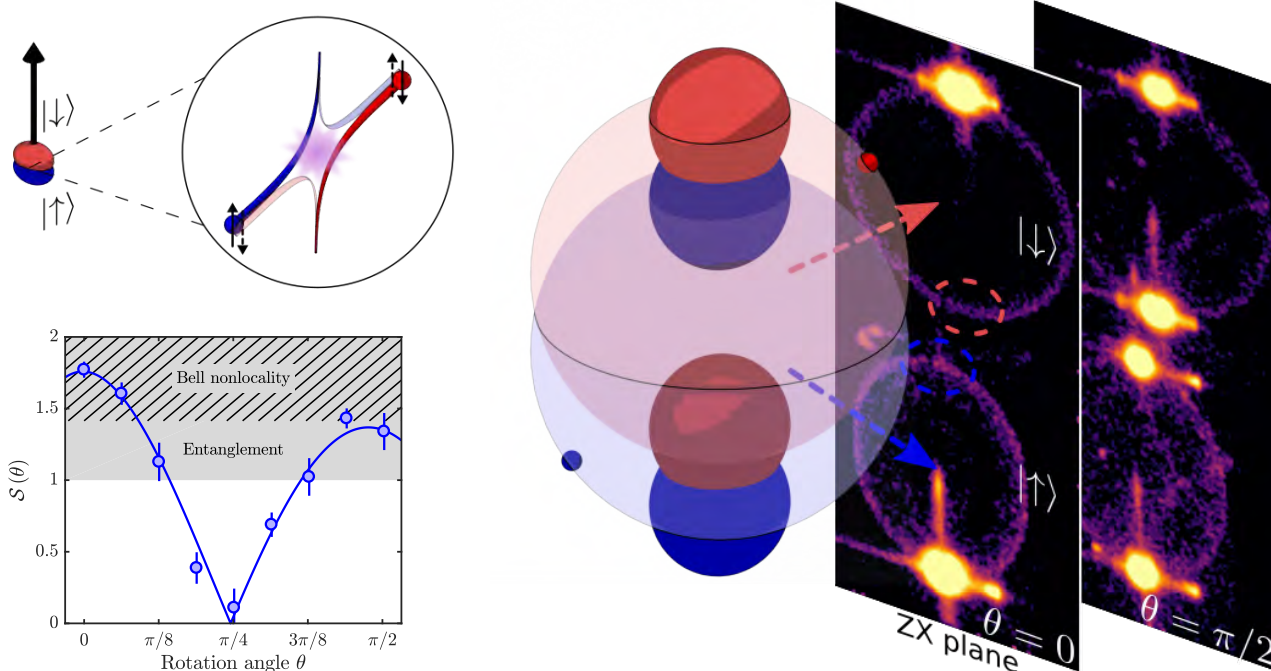
Kondensat to zbiór atomów, cząsteczek [17, 18] bądź bardziej egzotycznych obiektów (np. polarytonów [19]), które – w pewnym uproszczeniu – znajdują się w tym samym stanie: mają ten sam pęd i energię. Taki gaz jest pod wieloma względami podobny do wiązki laserowej, w której prawie wszystkie fotony lecą w tym samym kierunku (pęd) i mają ten sam kolor (energia). Laser, którego światło przechodzi przez nieliniowy ośrodek, staje się (w procesie parametrycznego podziału częstości) źródłem par splątanych fotonów. Analogiczne zjawisko zachodzi w kondensatach – cząstki tworzące gaz kwantowy nieustannie się zderzają i jeżeli dostarczą się im odpowiedniej energii, mogą opuścić matczyną chmurę. Jeżeli ponadto „wyposażą się” je w dodatkowy stopień swobody, odpowiadający polaryzacji fotonów, uzyskuje się gotowy przepis na stan typu Bella (1.7).

Doświadczenie, w którym zgodnie z tą regułą wytworzono atomowy stan Bella, a następnie dokonano pomiaru korelatora  $E$  z równania (1.8), wykonano

w laboratoriach Australian National University w 2019 roku [20]. Punktem wyjściowym był kondensat atomów  $^4\text{He}$  w stanie spinowym  $|J = 1, m_J = 1\rangle$ , który oznaczmy jako  $|\uparrow\rangle$ . Oddziaływanie gazu z wiązką światła dostrójoną do przejścia  $2^3S_1 \rightarrow 2^3P_0$  przetrzuca połowę atomów do stanu  $|J = 1, m_J = 0\rangle$  ( $|\downarrow\rangle$ ), nadając im jednocześnie prędkość około 120 mm/s. Dwie początkowo nakładające się chmury, rozchodzą się w przeciwnych kierunkach, zaś wchodzące w ich skład atomy zderzają się i rozpraszają, jak pokazano w górnej lewej części rys. 3. Główna część tego rysunku (pośrodku) przedstawia schemat pełnego układu po zderzeniu i nałożeniu dodatkowego gradientu pola magnetycznego. W wyniku efektu Sterna–Gerlaha otrzymuje się nieco rozsunięte chmury atomów  $|\uparrow\rangle$  i  $|\downarrow\rangle$ , które można z osobna obserwować (po prawej stronie), mierząc diagonalną część funkcji korelacji (1.8). Korzystając z tej wielkości utworzono

$$\mathcal{S}(\theta, \varphi) = |E(\theta, \theta) - E(\varphi, \varphi)|. \quad (1.12)$$

Można wykazać [20, 21], że gdy  $\mathcal{S}(\theta, \varphi) > 1$ , dwa atomy są splątane, zaś gdy  $\mathcal{S}(\theta, \theta + \frac{\pi}{2}) > \sqrt{2}$ , korelacji między nimi nie można wytłumaczyć za pomocą szerokiego spektrum lokalnych teorii z ukrytym parametrem, patrz równanie (1.3). Łamanie obu tych klasycznych granic zaobserwowano w doświadczeniu (dolna lewa część rys. 3). Jest to jeden z pierwszych kroków na drodze



Rys. 3. Schemat doświadczenia [20], w którym pary atomów o przeciwnych spinach i poruszających się w przeciwnych kierunkach zderzają się, tworząc stan (1.7) – górna lewa część rysunku. Pełen układ z dwoma kondensatami w stanie  $|\uparrow\rangle$  i  $|\downarrow\rangle$  (czerwony i niebieski) oraz wynik pomiaru położenia pojedynczych rozproszonych atomów, pokazano w głównej części rysunku. Na dole z lewej funkcja korelacji  $\mathcal{S}(\theta) \equiv \mathcal{S}(\theta, \theta + \frac{\pi}{2})$  wraz z zaznaczonymi obszarami, w których łamane są klasyczne ograniczenia.

do zaobserwowania nielokalnych zjawisk kwantowych w układach mezoskopowych, na które składają się miliony bądź miliardy cząstek [22, 23, 24, 25, 26].

\* \* \*

Mechanika kwantowa jest teorią fizyczną, której przewidywania nieustannie potwierdzane są w doświadczeniach. Praktycznymi przykładami, że „się zgadza” z doświadczeniem są, między innymi, tranzystory w procesorach komputerowych, wyświetlacze LCD czy lasery. Jednak niektóre jej składowe, takie jak superpozycja, splątanie, czy problem obserwatora i pomiaru, nadają teorii kwantów wymiar fundamentalny i filozoficzny. Wśród nich jest zjawisko najbardziej kwantowe z kwantowych – łamanie nierówności Bella, świadczące o sprzeczności tego zbioru praw fizycznych z postulatami lokalnego realizmu.

#### Literatura

- [1] A. Einstein, B. Podolsky, and N. Rosen, *Phys. Rev.* **47**, 777 (1935).
- [2] J. S. Bell, *Physics* **1**, 195 (1964).
- [3] J. F. Clauser, M. A. Horne, A. Shimony, and R. A. Holt, *Phys. Rev. Lett.* **23**, 880 (1969).
- [4] J. J. Sakurai, J. Napolitano, et al., *Modern quantum mechanics*, Vol. 185 (Pearson Harlow, 2014).
- [5] P. G. Kwiat, K. Mattle, H. Weinfurter, A. Zeilinger, A. V. Sergienko, and Y. Shih, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 4337 (1995).
- [6] S. J. Freedman and J. F. Clauser, *Phys. Rev. Lett.* **28**, 938 (1972).
- [7] A. Aspect, J. Dalibard, and G. Roger, *Phys. Rev. Lett.* **49**, 1804 (1982).
- [8] B. Hensen, H. Bernien, A. E. Dréau, A. Reiserer, N. Kalb, M. S. Blok, J. Ruitenberg, R. F. L. Vermeulen, R. N. Schouten, C. Abellán, W. Amaya, V. Pruneri, M. W. Mitchell, M. Markham, D. J. Twitchen, D. Elkouss, S. Wehner, T. H. Taminiau, and R. Hanson, *Nature* **526**, 682 (2015).
- [9] J. Handsteiner, A. S. Friedman, D. Rauch, J. Gallicchio, B. Liu, H. Hosp, J. Kofler, D. Bricher, M. Fink, C. Leung, et al., *Phys. Rev. Lett.* **118**, 060401 (2017).
- [10] D. Rauch, J. Handsteiner, A. Hochrainer, J. Gallicchio, A. S. Friedman, C. Leung, B. Liu, L. Bulla, S. Ecker, F. Steinlechner, et al., *Phys. Rev. Lett.* **121**, 080403 (2018).
- [11] M. Lamehi-Rachti and W. Mittag, *Phys. Rev. D* **14**, 2543 (1976).
- [12] H. Sakai, T. Saito, T. Ikeda, K. Itoh, T. Kawabata, H. Kuboki, Y. Maeda, N. Matsui, C. Rangacharyulu, M. Sasano, Y. Satou, K. Sekiguchi, K. Suda, A. Tamii, T. Uesaka, and K. Yako, *Phys. Rev. Lett.* **97**, 150405 (2006).
- [13] S. N. Bose, (1924).
- [14] A. Einstein, SB Preuss. Akad. Wiss. phys.-math. Klasse (1924).
- [15] M. H. Anderson, J. R. Ensher, M. R. Matthews, C. E. Wieman, and E. A. Cornell, *Science* **198** (1995).
- [16] K. B. Davis, M.-O. Mewes, M. R. Andrews, N. J. van Druten, D. S. Durfee, D. Kurn, and W. Ketterle, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 3969 (1995).
- [17] M. Greiner, C. A. Regal, and D. S. Jin, *Nature* **426**, 537 (2003).
- [18] M. W. Zwierlein, C. A. Stan, C. H. Schunck, S. M. Raupach, S. Gupta, Z. Hadzibabic, and W. Ketterle, *Phys. Rev. Lett.* **91**, 250401 (2003).
- [19] J. Kasprzak, M. Richard, S. Kundermann, A. Baas, P. Jembarun, J. Keeling, F. Marchetti, M. Szymańska, R. André, J. Staehli, et al., *Nature* **443**, 409 (2006).
- [20] D. Shin, B. Henson, S. Hodgman, T. Wasak, J. Chwedeńczuk, and A. Truscott, *Nature Communications* **10**, 1 (2019).
- [21] T. Wasak and J. Chwedeńczuk, *Phys. Rev. Lett.* **120**, 140406 (2018).
- [22] J. Tura, R. Augusiak, A. B. Sainz, T. Vértesi, M. Lewenstein, and A. Acín, *Science* **344**, 1256 (2014).
- [23] R. Schmied, J.-D. Bancal, B. Allard, M. Fadel, V. Scarani, P. Treutlein, and N. Sangouard, *Science* **352**, 441 (2016).
- [24] E. G. Cavalcanti, C. J. Foster, M. D. Reid, and P. D. Drummond, *Phys. Rev. Lett.* **99**, 210405 (2007).
- [25] Q. He, P. Drummond, and M. Reid, *Physical Review A* **83**, 032120 (2011).
- [26] E. Cavalcanti, Q. He, M. Reid, and H. Wiseman, *Physical Review A* **84**, 032115 (2011).