
Kryształy czasowe

Krzysztof Sacha*

Instytut Fizyki Teoretycznej Uniwersytetu Jagiellońskiego w Krakowie**

Abstrakt. W artykule przedstawiono krótką historię kryształów czasowych – układów, które na wzór formowania się przestrzennych kryształów samoorganizują się spontanicznie w okresowe zachowanie w czasie. Opisano również badania dotyczące fizyki fazy skondensowanej w wymiarze czasowym. Okazuje się, że zjawiska takie jak lokalizacja Andersona, wielociałowa lokalizacja czy fazy topologiczne można realizować i badać w czasie. W perspektywie wyłania się czasotronika: budowa użytecznych urządzeń wykorzystujących struktury krystaliczne w czasie.

Słowa kluczowe: kryształy czasowe, faza skondensowana w domenie czasu, czasotronika

Abstract. The article presents a short history of time crystals – systems which, like the formation of spatial crystals, self-organize spontaneously into periodic behavior but over time. Research on condensed matter in the time dimension is also described. It turns out that phenomena such as Anderson's localization, multi-body localization or topological phases can be investigated in the time domain. In the future, one can expect time-tronics, that is, construction of useful devices that use crystalline structures in time.

Keywords: time crystals, condensed matter in the time domain, time-tronics

1. Krótka historia kryształów czasowych

Zwykle wykłady na temat kryształów czasowych zaczynam od kryształów przestrzennych, bo te wszyscy znamy znacznie lepiej. Kryształy przestrzenne powstają w wyniku oddziaływań między atomami, które w sprzyjających warunkach tworzą regularne, okresowe ułożenie w przestrzeni. Jeżeli wyidealizujemy realną sytuację i rozważymy stan podstawowy układu fizyki ciała stałego, to stan taki musi łamać symetrię ze względu na translację wszystkich atomów o dowolny wektor w przestrzeni, aby opisywał kryształ przestrzenny. Symetria jest łamana spontanicznie, ponieważ nigdy nie wiadomo, gdzie dokładnie będzie zlokalizowana wyłaniająca się struktura krystaliczna [1].

W 2012 roku laureat Nagrody Nobla, Frank Wilczek, opublikował artykuł, który otworzył nową dziedzinę fizyki. Przedstawił propozycję kwantowego układu wielu ciał, który miał spontanicznie łamać symetrię ze względu na translację w czasie i tworzyć kryształ czasowy w stanie podstawowym. Innymi słowy, z powodu oddziaływań między ciałami, układ miał spontanicznie wpędzać się w ruch okresowy w stanie o najniższej energii. Niestety bardzo szybko okazało się, że prawa fizyki nie pozwalają na realizację idei przedstawionej przez Franka

Wilczka i wydawało się, że jak szybko kryształy czasowe się pojawiły, tak szybko odejdą w zapomnienie [1]. Jednak ziarno nowej dziedziny zostało zasiane. Kiedy w 2012 roku czytałem pracę Franka Wilczka, która zainteresowała mnie Jakub Zakrzewski, dotarło do mnie, że struktury krystaliczne w czasie mogą powstawać w inny sposób. Układ oddziałujących atomów, który napędzany jest okresowo, może spontanicznie zacząć poruszać się z okresem innym niż okres podyktowany przez okresowo zmieniającą się zewnętrzną siłę. Spontanicznie powstaje nowy ruch okresowy – spontanicznie tworzy się nowa struktura krystaliczna w czasie. Artykuł na ten temat opublikowałem na początku 2015 roku [2]. Rok później pojawiły się prace grup amerykańskiej i amerykańsko-niemieckiej opisujące to samo zjawisko w układach spinowych [3, 4], ruszyły pierwsze eksperymenty [5, 6] i powstała dziedzina dyskretnych kryształów czasowych – „dyskretnych”, ponieważ spontanicznie łamana jest dyskretna (nie ciągła) symetria translacyjna w czasie związana z okresowością zewnętrznego zaburzenia.

Dziedzina kryształów czasowych rozwija się znakomicie. Okazuje się, że w domenie czasu nie tylko mogą tworzyć się spontanicznie struktury krystaliczne, ale można również realizować zjawiska znane z fizyki ciała stałego [7, 1]. Prowadzone są badania teoretyczne i przeprowadzane są nowe eksperymenty. W bieżącym roku zrealizowano dyskretny kryształ czasowy w bardzo atrakcyjnym układzie, tj. w komputerze kwantowym

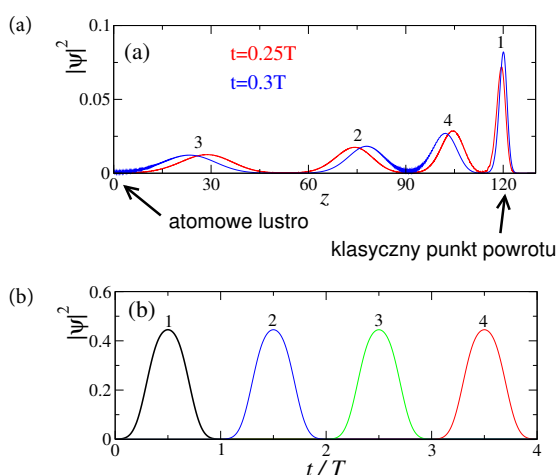
*ORCID 0000-0001-6463-0659

**Krzysztof Sacha, profesor na Wydziale Fizyki, Astronomii i Informatyki Stosowanej Uniwersytetu Jagiellońskiego, jest pionierem nowej dziedziny fizyki – czasotroniki. Oprócz kryształów czasowych bada ultrazimne gazy atomowe, a wcześniej m.in. chaos kwantowy i jonizację w silnych polach (przyp. red.).

wym Google'a. Również w 2021 roku młodzi współautorzy wspomnianych artykułów grup amerykańskiej i amerykańsko-niemieckiej otrzymali nagrody Breakthrough Prizes (Oskary w nauce) w kategori New Horizons.

2. Fizyka ciała stałego w wymiarze czasowym

Jeżeli cząstkę, która może poruszać się okresowo, będziemy periodycznie zaburzać i spełniony będzie warunek rezonansu (tzn. częstość zaburzenia ω będzie całkowitą wielokrotnością częstości niezaburzonego ruchu cząstki), to w układzie odniesienia poruszającym się wzdłuż rezonansowej trajektorii, ruch cząstki staje się identyczny z ruchem elektronu w przestrzennie periodycznym potencjale utworzonym przez regularnie rozłożone jony w kryształce przestrzennym [7, 1]. Gdy powrócimy z układu poruszającego się do układu laboratoryjnego, to zaobserwujemy strukturę krystaliczną w domenie czasu.



Rys. 1. Atom rezonansowo odbijany przez oscylujące atomowe lustro – rysunek ilustruje rezonans 4:1. Rezonansowe stany atomu są superpozycją czterech zlokalizowanych pakietów poruszających się wzdłuż klasycznej rezonansowej trajektorii. Rysunek (a) przedstawia gęstość prawdopodobieństwa detekcji atomu w układzie laboratoryjnym w funkcji położenia z dla dwóch różnych chwil czasowych, gdzie $T = 2\pi/\omega$ jest okresem oscylacji lustra. Rysunek (b) prezentuje, jak zmienia się w funkcji czasu gęstość prawdopodobieństwa detekcji atomu w położeniu $z = 120$

Zilustrujmy całą ideę na konkretnym przykładzie atomu odbijanego przez oscylujące atomowe lustro. Załóżmy, że atom odbijany jest jak piłeczka pingpongowa przez raketkę i spełniony jest warunek rezonansu $s:1$ (tzn. między każdym odbiciem piłeczki raketka wykonuje s oscylacji). W układzie poruszającym się wzdłuż rezonansowej trajektorii, atom opisany jest przez stany, które mają strukturę fal Blocha. Zobaczmy, jak w układzie laboratoryjnym wygląda przykładowy stan Blocha. Rysunek 1(a) przedstawia odpowiednią gęstość prawdopodobieństwa w układzie laboratoryjnym, w przestrzeni konfiguracyjnej dla dwóch wybranych chwil czasu ($s = 4$ zostało wybrane tylko z powodu łatwiejszej ilustracji na rysunkach, ale pamiętajmy, że aby badać fizykę ciała

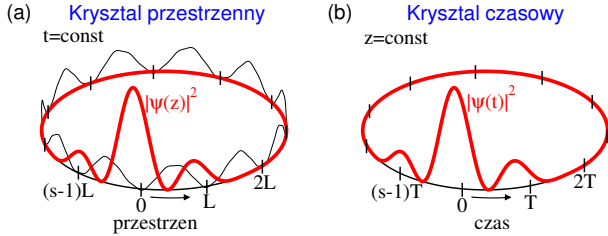
stałego w czasie interesuje nas $s \gg 1$). Widzimy 4 pakiety falowe, które poruszają się wzdłuż rezonansowej trajektorii i odbijane są przez oscylujące atomowe lustro. Przestrzeń konfiguracyjna nie jest jednak domeną, w której możemy obserwować strukturę krystaliczną, bo ta wyłania się w domenie czasu. Jeśli umieścimy detektor w okolicy rezonansowej trajektorii, to zmiany prawdopodobieństwa „kliknięcia” detektora w funkcji czasu odzwierciedlą strukturę krystaliczną (rys. 1(b)). Aby lepiej zilustrować związek z fizyką ciała stałego, ograniczmy się do podprzestrzeni Hilberta rozpiętej na s zlokalizowanych pakietach falowych $w_i(z, t)$ widocznych na rys. 1, które periodycznie poruszają się wzdłuż rezonansowej trajektorii. Zatem zakładamy, że funkcja falowa atomu $\psi(z, t) = \sum_{i=1}^s a_i w_i(z, t)$. Wówczas energię atomu możemy przedstawić w postaci tzw. hamiltonianu ciasnego wiązania, dobrze znanego z opisu układów fazy skondensowanej,

$$H \approx -\frac{J}{2} \sum_{i=1}^s (a_{i+1}^* a_i + a_i^* a_{i+1}), \quad (1)$$

gdzie J jest amplitudą tunelowania atomu między sąsiednimi pakietami falowymi. Pisząc „sąsiednie pakiety” mam na myśli pakiety, które sąsiadują ze sobą na osi czasu, patrz rys. 1(b). Istnieje również tunelowanie atomu między pakietami bardziej odległymi na osi czasu, ale jest ono wiele rzędów wielkości słabsze, podobnie jak to ma miejsce w opisie kryształu przestrzennego. W fizyce fazy skondensowanej, hamiltonian ciasnego wiązania (1) otrzymujemy wykorzystując bazy tzw. stanów Wanniera, które są stanami zlokalizowanymi w „oczkach” sieci krystalicznej. W przypadku kryształu czasowego rolę stanów Wanniera pełnią zlokalizowane pakiety falowe $w_i(z, t)$, które poruszają się periodycznie wzdłuż rezonansowej trajektorii.

Jakie zjawiska znane z fizyki fazy skondensowanej możemy realizować w domenie czasu? Naszą wyprawę rozpoczęliśmy w 2015 roku, kiedy pokazaliśmy, że lokalizację Andersona oraz tzw. fazę izolatora Motta można obserwować w wymiarze czasowym [8]. Zjawisko lokalizacji odkryte przez Philipa Andersona, za co w 1977 roku otrzymał Nagrodę Nobla, wiąże się z lokalizacją elektronu w kryształce przestrzennym z powodu występowania nieporządku w potencjale utworzonym przez jony. W przeciwieństwie do mechaniki klasycznej, mechanika kwantowa przewiduje zanik transportu elektronu w kryształce z powodu destruktywnej interferencji fal materii rozproszonych przez potencjał z nieporządkiem. Towarzyszy temu lokalizacja stanów własnych elektronu z eksponencjalnie zlokalizowanym profilem gęstości prawdopodobieństwa w przestrzeni. Lokalizacja Andersona może być również obserwowana w przestrzeni

pędów (tzw. lokalizacja dynamiczna) i odpowiada kwantowemu zatrzymaniu ruchu dyfuzyjnego w przestrzeni fazowej w układach, które klasycznie są chaotyczne [1] – źródłem nieporządku w takich układach jest dynamika chaotyczna. Okazuje się, że możliwa jest nowa odmiana lokalizacji Andersona: lokalizacja Andersona w domenie czasu spowodowana istnieniem nieporządku w czasie. Zilustrujmy to zjawisko przykładem atomu odbijanego przez oscylujące atomowe lustro, ale obecnie założymy, że lustro nie oscyluje w pełni regularnie. W ruchu lustro pojawia się słabe zaburzenie, które fluktuuje przypadkowo w czasie, ale spełnia periodyczne warunki brzegowe w domenie czasu na długiej skali czasowej sT , gdzie $T = 2\pi/\omega$ jest okresem regularnych oscylacji lustra. Fluktuujące zaburzenie wprowadza nieporządek do układu i można zaobserwować lokalizację Andersona. Oznacza to, że prawdopodobieństwo pomiaru atomu w ustalonym punkcie w przestrzeni zlokalizowane jest eksponencjalnie wokół pewnej chwili czasowej (rys. 2). Lokalizacja Andersona w czasie może być obserwowana w bardzo różnych układach: od ultrazimnych atomów umieszczonych w potencjale fluktuującym w czasie, po elektron w atomie wodoru, który jest zaburzany przez fluktuujące pole mikrofalowe.



Rys. 2. Porównanie jednowymiarowego kryształu przestrzennego z periodycznymi warunkami brzegowymi z kryształem czasowym. W przypadku kryształu przestrzennego interesuje nas jak zmienia się ułożenie atomów w przestrzeni w ustalonej chwili czasu, tj. w momencie detekcji. Jeśli w kryształach istnieje nieporządek, elektron poruszający się w kryształach przedstawionych na rysunku (a) zaobserwujemy zlokalizowany elektron. Przechodząc od kryształu przestrzennego do czasowego musimy zamienić rolę czasu i przestrzeni, tj. ustalamy położenie i pytamy, jak zmienia się w czasie prawdopodobieństwo pomiaru cząstki w tym położeniu. W przypadku lokalizacji Andersona w kryształach czasowych, prawdopodobieństwo to będzie eksponencjalnie zlokalizowane wokół pewnej chwili czasu i to zachowanie będzie powtarzało się z powodu periodycznych warunków brzegowych w czasie – rysunek (b)

Warto w tym momencie porównać kryształy czasowe i przestrzenne. W kryształach przestrzennych pytamy o periodyczne ułożenie atomów w przestrzeni w wybranej chwili czasu, tj. w chwili detekcji. Przechodząc od kryształów przestrzennych do czasowych zamieniamy rolę czasu i przestrzeni, tj. ustalamy położenie w przestrzeni i pytamy czy prawdopodobieństwo pomiaru atomu w ustalonym położeniu zmienia się periodycznie w czasie [1] (rys. 2).

Fizyka fazy skondensowanej w domenie czasu nie ogranicza się do lokalizacji Andersona. Mając pod ręką dodatkowy stopień swobody – czas, możemy kreować kryształy czasowe o własnościach topologicznych, możemy rezonansowo napędzać oddziałujące atomy i realizować fazę izolatora Motta lub lokalizację wielociałową [1]. Jeżeli zamienimy pojedyncze oscylujące lustro atomowe na dwa prostopadłe do siebie oscylujące lustra, to atomy odbijane rezonansowo przez lustra będą opisane dwuwymiarowym modelem fizyki ciała stałego i wówczas dwuwymiarowe zjawiska fazy skondensowanej można badać za pomocą rezonansowo napędzanych atomów [1]. Eksperymentalna demonstracja naszych idei fizyki ciała stałego w czasie jest obecnie realizowana w laboratorium Petera Hannaforda z Swinburne University of Technology w Melbourne [9].

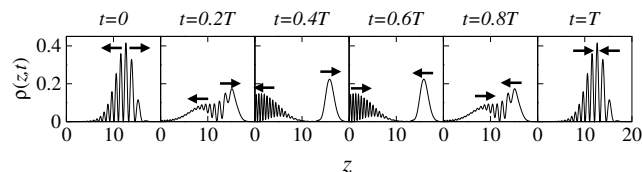
3. Dyskretne kryształy czasowe

Opisane w części 2 kryształy czasowe kreowane są zewnętrznie, podobnie jak wytwarzane są kryształy fotoniczne, gdzie ośrodek dielektryczny z periodycznie zmieniającym się w przestrzeni współczynnikiem załamania fabrykowany jest w laboratorium. Jednak wiemy, że przestrzenne kryształy powstają spontanicznie i wiążą się z łamaniem symetrii translacyjnej w przestrzeni. Wróćmy zatem do pytania, czy struktury krystaliczne w czasie mogą powstawać spontanicznie. Opiszę pierwszą propozycję dyskretnego kryształu czasowego [2], co będzie o tyle łatwe, że czytelnik został już wprowadzony w problem atomu rezonansowo odbijanego przez oscylujące atomowe lustro.

Jeżeli jeden atom lub cała chmura atomów napędzana jest przez siłę zmieniającą się periodycznie z okresem T , to w opisie kwantowym nie istnieją stany własne energii, gdyż energia nie jest zachowana. Możemy jednak znaleźć pewien rodzaj stanów stacjonarnych, ponieważ hamiltonian zmienia się okresowo w czasie, $H(t + T) = H(t)$ – dyskretna symetria translacyjna. Są to stany Floqueta $|u_n(t)\rangle$ będące stanami własnymi hamiltonianu Floqueta $H_F|u_n(t)\rangle = E_n|u_n(t)\rangle$, gdzie

$$H_F = H(t) - i\hbar \frac{\partial}{\partial t}. \quad (2)$$

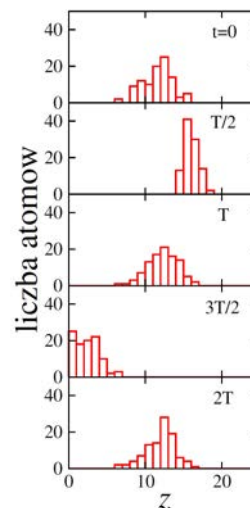
Wszystkie stany Floqueta zmieniają się periodycznie z okresem siły wymuszającej, $|u_n(t + T)\rangle = |u_n(t)\rangle$, co wynika z dyskretnej symetrii translacyjnej w czasie, którą posiada $H(t)$. Wartości własne E_n noszą nazwę kwazienergii. Mamy tu do czynienia z podobną sytuacją jak w przypadku cząstki w periodycznie przestrzennym potencjale – obecność potencjału powoduje, że pęd nie jest zachowany, ale jego periodyczność pozwala wprowadzić pojęcie kwazipędu.



Rys. 3. Atomy odbijane rezonansowo przez periodycznie oscylujące lustro z okresem T – na rysunku rozważamy rezonans 2:1. Jeżeli oddziaływania między atomami są słabe, rezonansowe stany Floqueta opisują kondensat Bosego–Einsteina, gdzie każdy atom jest w tym samym stanie będącym superpozycją dwóch pakietów falowych poruszających się wzdłuż rezonansowej periodycznej trajektorii. Każdy z pakietów porusza się z okresem $2T$, ale ponieważ po każdym okresie oscylacji lustro T zamieniają się rolami, gęstość prawdopodobieństwa pomiaru pojedynczego atomu ewoluuje z okresem T jak przedstawiono na rysunkach. Strzałki ilustrują kierunki ruchu dwóch pakietów falowych

Okazuje się, że dyskretna symetria translacyjna w czasie może ulec spontanicznemu złamaniu, jeśli weźmiemy pod uwagę układ wielu oddziałujących atomów, które odbijane są przez oscylujące atomowe lustro. Rozważmy przypadek, kiedy atomy są bozonami i poruszają się wzdłuż periodycznej trajektorii odpowiadającej rezonansowi 2:1. Jeśli oddziaływania między atomami są słabe, stany Floqueta układu atomów opisują kondensat Bosego–Einsteina, w którym każdy atom jest w tym samym stanie będącym superpozycją dwóch pakietów falowych poruszających się z okresem $2T$ wzdłuż rezonansowej trajektorii. Wprawdzie pakiety ewoluują z okresem $2T$, ale po każdym okresie oscylacji lustro zamieniają się rolami i stan będący ich superpozycją ewoluuje z okresem T (rys. 3). Sytuacja robi się ciekawsza, jeśli oddziaływania między atomami są przyciągające i ich siła rośnie. W pewnym momencie zachodzi kwantowe przejście fazowe i zmienia się natura rezonansowych stanów Floqueta. Z powodu oddziaływań przyciągających, energetycznie korzystniejsze staje się zgrupowanie wszystkich atomów w pojedynczym pakiecie falowym. Aby pogodzić wymóg energetyczny i nakaz wynikający z symetrii translacyjnej w czasie, tworzą się zdegenerowane pary stanów Floqueta $|\psi_{\pm}\rangle$ będących makroskopową superpozycją dwóch kondensatów, tzn. wszystkie atomy obsadzają pierwszy pakiet falowy i jednocześnie wszystkie obsadzają drugi pakiet falowy, $|\psi_{\pm}\rangle \propto |N, 0\rangle \pm |0, N\rangle$, gdzie N jest liczbą atomów. Innymi słowy stany Floqueta przyjmują postać kotów Schrödingera. Wprawdzie takie stany Floqueta wciąż ewoluują z okresem T , ale wiadomo, że kotów Schrödingera nie da się zaobserwować w rzeczywistości. W naszym przypadku wystarczy pomiar położenia jednego atomu (przeprowadzony intencjonalnie przez nas lub przez otoczenie, kiedy np. trójcałowe zderzenie atomów spowoduje powstanie molekuly i ucieczkę atomu unoszącego energię wiązania molekuly), aby nastąpił kolaps kota Schrödingera do stanu $|N-1, 0\rangle$ lub $|0, N-1\rangle$ w zależności od wyniku pomiaru. Od tego momentu ewolucja przebiega z okresem $2T$

(rys. 4), co oznacza, że nastąpiło złamanie dyskretniej symetrii translacyjnej w czasie. Wyłonił się nowy ruch periodyczny, wyłoniła się nowa struktura krystaliczna w czasie – wyłonił się dyskretny kryształ czasowy. Czas życia dyskretnych kryształów czasowych rośnie eksponencjalnie szybko ze wzrostem N , a więc dla dużych układów jest niemierzalnie długi.



Rys. 4. Układ podobny do układu rozważanego na rys. 3, przy czym atomy oddziałują odpowiednio silnie. Rezonansowe stany Floqueta ewoluują z okresem T , ale stają się kotami Schrödingera, kiedy wszystkie atomy obsadzają jeden pakiet falowy i jednocześnie drugi pakiet falowy. Pomiar położenia jednego atomu powoduje kolaps kota Schrödingera i od tego momentu ewolucja przebiega z okresem $2T$ – łamana jest dyskretna symetria translacyjna w czasie i wyłania się dyskretny kryształ czasowy. Każdy histogram to wynik pomiaru położenia 100 atomów, przeprowadzonego w innej chwili czasu w układzie $N = 10^4$ atomów

To wszystko dobrze przypomina sytuację znaną z fizyki fazy skondensowanej. W stanie podstawowym układ fizyki ciała stałego zachowuje przestrzenną symetrię translacyjną, ale najniższa energia oznacza, że środek masy układu jest zupełnie zdelokalizowany, bo lokalizacja podwyższałaby energię kinetyczną. Wystarczy zmierzyć położenie jednego atomu, aby zlokalizować kryształ przestrzenny i aby kolejne pomiary ukazywały zlokalizowaną strukturę krystaliczną. Ktoś może zadać pytanie jak długo należałoby czekać, aby zaobserwować kwantowe rozplywanie się pakietu opisującego zlokalizowany środek masy kryształ przestrzenny, a co za tym idzie „rozmywanie się” struktury krystalicznej? Rachunek jest prosty: jeśli środek masy kryształ o masie 1 kg zlokalizowany został na skali rzędu 10^{-11} m, to aby rozmył się on w zakresie rzędu stałej sieci kryształ (tj. 10^{-10} m), będziemy musieli poczekać 50000 lat i to pod warunkiem, że w tym czasie nie nastąpił kolejny pomiar, który mógłby ponownie zlokalizować środek masy. Opisany przykład ilustruje ważną cechę kryształów czasowych: muszą składać się one z dużej liczby atomów, bo tylko wówczas ich czas życia jest niemierzalnie długi.

Wróćmy do dyskretnych kryształów czasowych. Kryształy czasowe w układzie atomów odbijanych przez atomowe lustro są aktualnie realizowane w laboratorium Petera Hannaforda w Melbourne. Późniejsze pomysły grup amerykańskiej i amerykańsko-niemieckiej dotyczyły układów spinowych, w których kierunki spinów były periodycznie zmieniane na przeciwne [3, 4]. Kryształy czasowe w układach spinowych zostały zrealizowane eksperymentalnie w 2017 roku [5, 6], a niedawno w komputerze kwantowym Google'a.

Opisane dyskretne kryształy czasowe wiążą się z podwojeniem okresu ewolucji układu, gdy następuje spontaniczne złamanie dyskretnej symetrii translacyjnej w czasie. Podwojenie okresu ruchu w kwantowych układach dyssypatywnych było znane wcześniej. Różnica między dyssypatywnymi układami, a dyskretnymi kryształami polega na różnym mechanizmie transferu energii do układu. W układach dyssypatywnych, periodycznie napędzany układ wielu ciał absorbuje energię, a następnie pozbywa się jej oddając otoczeniu. W przypadku kryształów czasowych mamy do czynienia z zamkniętymi układami wielu ciał i spodziewalibyśmy się, że periodyczne napędzanie będzie pompować energię do układów, które rozgrzeją się do nieskończonej temperatury. Tak się jednak nie dzieje, łamana jest ergodyczność i dlatego dyskretne kryształy czasowe nazywane są czasami nowym stanem materii.

4. Perspektywy

Wspominałem na początku, że dziedzina kryształów czasowych rozwija się znakomicie. Bardzo ważne są badania eksperymentalne, bo one stymulują rozwój. Zrealizowane dotychczas dyskretne kryształy czasowe odpowiadały periodycznej ewolucji z okresem dwa razy lub trzy razy dłuższym niż okres zmian periodycznego zaburzenia. Są to tzw. małe kryształy czasowe. W układzie atomów odbijanych przez oscylujące atomowe lustro można realizować duże kryształy czasowe, których okres ruchu jest nawet sto razy dłuższy niż okres zaburzenia

i takie eksperymenty są obecnie przeprowadzane w laboratorium Petera Hannaforda w Swinburne University of Technology w Melbourne [9]. Układ doświadczalny pozwoli również na realizację różnych faz fizyki ciała stałego w domenie czasu. Bardzo czekamy na wyniki tych eksperymentów, ponieważ potwierdzą one, że nasze idee to nie tylko byt teoretyczny, ale również rzeczywistość laboratoryjna.

Kryształy czasowe mogą powstawać spontanicznie, można badać fizykę fazy skondensowanej w wymiarze czasowym, ale co dalej? Myślę, że przyszła już kolej na czasotronikę. Wiemy czym jest elektronika, wiemy także, że spintronika bada wykorzystanie spinu elektronów do budowy praktycznie przydatnych urządzeń. Istnieje też atomtronika, w ramach której fizycy starają się budować elementy znane z elektroniki za pomocą ultrazimnych gazów atomowych. Rozpoczęliśmy już badania nad czasotroniką, czyli wykorzystaniem struktur krystalicznych w czasie do budowy urządzeń, które będzie można wykorzystać w praktyce. Duże dyskretne kryształy czasowe oraz możliwość realizacji w czasie faz znanych w fizyce ciała stałego daje nadzieję na ciekawe rezultaty.

Literatura

- [1] K. Sacha, *Time Crystals*, Springer International Publishing, Switzerland, Cham, 2020.
- [2] K. Sacha, *Phys. Rev. A* **91**, 033617 (2015).
- [3] V. Khemani, A. Lazarides, R. Moessner, S. L. Sondhi, *Phys. Rev. Lett.* **116**, 250401 (2016).
- [4] D. V. Else, B. Bauer, C. Nayak, *Phys. Rev. Lett.* **117**, 090402 (2016).
- [5] J. Zhang et al., *Nature* **543**, 217 (2017).
- [6] S. Choi et al., *Nature* **543**, 221 (2017).
- [7] L. Guo and P. Liang, *New Journal of Physics* **22**, 075003 (2020).
- [8] K. Sacha, *Sci. Rep.* **5**, 10787 (2015).
- [9] K. Giergiel, A. Kosior, P. Hannaford, K. Sacha, *Phys. Rev. A* **98**, 013613 (2018).