Nowak, Leszek / Nowak, Izabella

W sprawie zasady korespondencji w fizyce

Kwartalnik Historii Nauki i Techniki 18/1, 33-43

1973

Artykuł umieszczony jest w kolekcji cyfrowej Bazhum, gromadzącej zawartość polskich czasopism humanistycznych i społecznych tworzonej przez Muzeum Historii Polski w ramach prac podejmowanych na rzecz zapewnienia otwartego, powszechnego i trwałego dostępu do polskiego dorobku naukowego i kulturalnego.

Artykuł został zdigitalizowany i opracowany do udostępnienia w internecie ze środków specjalnych MNiSW dzięki Wydziałowi Historycznemu Uniwersytetu Warszawskiego.

Tekst jest udostępniony do wykorzystania w ramach dozwolonego użytku.

MUZEUM HISTORII POLSKI

UNIVERSITAS VARSOVIENSIS

Izabella Nowak, Leszek Nowak

W SPRAWIE ZASADY KORESPONDENCJI W FIZYCE

1. Jedną z zasadniczych kwestii metodologii nauk empirycznych jest problem prawidłowości rozwoju wiedzy ludzkiej. Przeciwstawić tu można dwa zasadnicze stanowiska — kumulatywizm i antykumulatywizm. Wedle pierwszego z nich kolejno następujące po sobie teorie naukowe są ze sobą zgodne, wedle drugiego — bywają niezgodne. Jako zasadniczy argument za trafnością pierwszego z tych stanowisk przytacza się zwykle fakt, że w rozwoju nauk empirycznych — a przynajmniej nauk wysoko rozwiniętych, jak fizyka — obowiązuje zasada korespondencji. Zasada ta jest wszakże pojmowana bardzo rozmaicie. W niniejszym szkicu chcielibyśmy zakwestionować jedno z ujęć tego rodzaju, a mianowicie koncepcję Wacława Mejbauma wyłożoną w jego wysoce inspirującym artykule *Prawo i sformułowania* opublikowanym w zbiorku *Prawo, konieczność, prawdopodobieństwo* (Warszawa 1964). Spróbujemy zakwestionować tę koncepcję na tym samym przykładzie, który W. Mejbaum uważa za potwierdzenie swego poglądu — na przykładzie modyfikacji prawa Ohma.

2. Prawo fizyki w ujęciu W. Mejbauma podpada pod schemat:

$$W(x) \rightarrow Z(x)$$

gdzie $W(x)$ to funkcja zdaniowa opisująca warunki, w których spełniona jest zależność fizyczna $Z(x)$, tj. funkcja zdaniowa zawierająca tylko nazwy wielkości fizycznych i układ równań matematycznych wielkości te charakteryzujących. Symbolem $Fals(W, Z)$ oznacza autor zbiór tych przedmiotów, które spełniają warunek $W(x)$, a nie spełniają zależności $Z(x)$ czyli zbiór $\{x \mid W(x) \wedge \sim Z(x)\}$. Przyjmuje też autor następującą definicję pojęcia korespondencji:

(D) „Fizyczna zależność $Z'(x)$ spełnia relację korespondencji z fizyczną zależnością $Z(x)$, jeżeli:

a) istnieje taki zbiór obiektów S, że przy określonych fizycznych warunkach W

$$\prod_x (x \in S \rightarrow x \in Fals(W, Z))$$

$$\prod_x (x \in S \rightarrow \sim x \in Fals(W', Z'))$$

b) istnieje taka fizyczna wielkość A i taka wartość tej wielkości a, że zdanie [1]. $A(x) = a^1 \rightarrow (Z'(x) \equiv Z(x))$ jest logicznie prawdziwe"[2].

[1] Autor w oryginale stosuje notację $A(x, a)$.

[2] W. Mejbaum: *Prawo i sformułowania.* W: *Prawo, konieczność, prawdopodobieństwo.* Warszawa 1964 s. 240.

Jako przykład praw, które w relacji tej pozostają wymienia autor trzy następujące zależności:

(1) $$E=RI^{3}$$

(2) $$E=RI+L\frac{dI}{dt}$$

(3) $$E=RI+L\frac{dI}{dt}+\frac{Q}{C}$$

gdzie: E to siła elektromotoryczna, R — opór, I — natężenie prądu, L — współczynnik samoindukcji, C — pojemność kondensatora a Q — ładunek kondensatora. Pierwsza z tych zależności występuje jako następnik prawa Ohma, które w poprzedniku zawiera następujące warunki: jednorodność przewodnika (którą podręczniki fizyki określają jako własność polegającą na tym, iż siła elektromotoryczna e powstająca w przewodniku wynosi zero), bezindukcyjność obwodu (mająca miejsce wówczas, gdy współczynnik samoindukcji L wynosi zero) i nieskończona pojemność przewodnika (którą zdefiniujemy poprzez warunek, iż odwrotność pojemności $1/C$ równa jest zeru). Jeżeli przez „x" oznaczymy zmienną przebiegającą zbiór odcinków przewodników i wszystkie wyżej wymienione wielkości fizyczne zrelatywizujemy do zmiennej x, to prawo Ohma zapisać można jak następuje:

(4) $$e(x)=0\wedge\frac{1}{C(x)}=0\wedge L(x)=0\rightarrow E(x)=R(x)\,I(x)$$

Zależność (2) poprzedzać mają, zdaniem autora, dwa pierwsze warunki spośród wyżej wymienionych:

(5) $$e(x)=0\wedge\frac{1}{C(x)}=0\rightarrow E(x)=R(x)\,I(x)+L(x)\frac{dI(x)}{dt}$$

Natomiast zależność (3) poprzedzać ma już tylko warunek pierwszy

(6) $$e(x)=0\rightarrow E(x)=R(x)\,I(x)=L(x)\frac{dI(x)}{dt}+\frac{Q(x)}{C(x)}$$

Pomiędzy (2) a (1) zachodzić ma relacja korespondencji w sensie wprowadzonym przez autora, bowiem (a) są takie przedmioty, które falsyfikują (4) a nie falsyfikują tezy (5), (b) przy zerowej wartości L wyrażenie (2) przechodzi w wyrażenie (1). Z kolei relacja korespondencji zachodzić ma pomiędzy (3) a (2), ponieważ: (a) są takie przedmioty, które falsyfikują (5), a nie falsyfikują (6), oraz (b) przy $C=\infty$ (albo $\frac{1}{C}=0$) wyrażenie (3) przechodzi w wyrażenie (2).

3. Przypatrzmy się jednak temu, czy istotnie relacja korespondencji w rozumieniu autora zachodzi pomiędzy wskazanymi przezeń twierdzeniami. Otóż nie jest tak

[3] Zazwyczaj w fizyce zaznacza się spadek napięcia na oporze symbolami U lub V. Dla ujednolicenia oznaczeń stosujemy jednak i tu symbol E.

z tego względu, że warunek (*a*) definicji (*D*) nie jest w żadnym z wymienionych dwóch wypadków spełniony. Wszak praw (4)—(6) nie falsyfikuje żaden zgoła przedmiot, skoro są to prawa pusto spełnione. Wbrew warunkowi (*a*) definicji (*D*) nie tylko nie istnieją takie przedmioty, które falsyfikują prawo (4) czy prawo (5), ale istnienie takich przedmiotów jest przez wiedzę fizyczną wykluczone. Wykluczone jest wszak istnienie jednorodnych przewodników, obwodów bezindukcyjnych etc.

Argument ten można powtórzyć w odniesieniu do wszelkich tez idealizacyjnych, czyli — najbardziej ogólnikowo rzecz ujmując — praw postaci:

$$p_1(x)=d_1 \wedge p_2(x)=d_2 \wedge \ldots p_k(x)=\mathrm{d}_k \rightarrow F(x)=H(x)$$

gdzie d_i to liczba krańcowa (najmniejsza lub największa) ze zbioru wartości funkcji p_i, a przy tym z wiedzy, do której zrelatywizowane jest powyższe prawo wynika, że nie istnieje taki przedmiot x, że $p_i(x)=d_i$ oraz że są takie przedmioty, dla których nie jest spełnione równanie występujące w następniku powyższego twierdzenia[4]; warunki występujące w poprzedniku to założenia idealizujące.

4. Autor widzi to, że prawa (4)—(6) są pusto spełnione: „(...) wydaje się rzeczą rozsądną nadać taki sens terminowi «adekwatność» aby zasięg adekwatnego sformułowania prawa obejmował i te obiekty, które spełniają zależność z pewnym przybliżeniem, przy czym trzeba określić granicę dopuszczalnego błędu. (...) Nie będziemy więc ograniczać prawa Ohma do przewodników bezindukcyjnych, których nie ma, lecz zażądamy zamiast tego, aby wartość L była «dostatecznie mała» i żeby siła elektromotoryczna była stała przez «dostatecznie długi» okres czasu. Do falsyfikatora sformułowania zaliczymy te obiekty, które spełniając podane warunki nie spełniają zależności Ohma nawet z dopuszczalnym błędem"[5]. Jeśliby na serio potraktować podane wyżej (zmodyfikowane w stosunku do tego, którego autor używał formułując definicję (*D*), a której wyżej przytoczyliśmy) określenie pojęcia falsyfikatora, to nic w naszej argumentacji nie musi ulec zmianie. Falsyfikatorem prawa Ohma (4) byłby bowiem zgodnie z tym zmodyfikowanym określeniem zbiór:

$$(Z_1)\ \{x | e(x)=0 \wedge \frac{1}{C(x)}=0 \wedge L(x)=0 \wedge |E(x)-R(x)I(x)| > \eta\}$$

gdzie η to z góry ustalona, „dostatecznie mała" liczba. Zbiór ten jednak jest pusty, podobnie jak puste są odpowiednie falsyfikatory (w zmodyfikowanym sensie) dla praw (5) i (6); każdy z nich określony jest bowiem m.in. przez warunek $e(x)=0$, którego wszak żaden przewodnik rzeczywisty nie spełnia. A w takim razie prawa (5) i (6) wbrew warunkowi (*a*) definicji (D) (a ściślej — warunkowi (*a'*) używającemu w zmodyfikowanym sensie pojęcia falsyfikatora) obalone być nie mogą. O korespondencji nie może być mowy także w zmodyfikowanym sensie.

5. Najprawdopodobniej jednak autorowi chodziło o inną modyfikację pojęcia falsyfikatora niż ta, jakiej dokonał. Najprawdopodoniej przytoczona na końcu

---

[4] Bliżej por. L. Nowak: *U podstaw marksowskiej metodologii nauk*. Warszawa 1971.

[5] W. Mejbaum, j.w. s. 243—244.

powyższego cytatu definicja miała brzmieć mniej więcej tak: do falsyfikatora sformułowania zaliczymy te obiekty, które spełniając podane warunki z dopuszczalnym przybliżeniem nie spełniają zależności Ohma nawet z dopuszczalnym błędem. Gdyby istotnie takie były intencje autora, to falsyfikatorem prawa Ohma (4) w tym nowym znaczeniu byłby zbiór:

$$(Z_2)\{x|e(x)\leqslant a_1 \wedge \frac{1}{C(x)} \leqslant a_2 \wedge L(x) \leqslant a_3 \wedge |E(x)-R(x)I(x)| > \eta\}$$

gdzie a_1, a_2, a_3, η to z góry ustalone liczby ustalające „dopuszczalne odchylenia". Gdyby wszakże o to autorowi chodziło, to twierdzenie, iż falsyfikatorem prawa Ohma (4) jest zbiór (Z_1) oparte byłoby na nieporozumieniu. Wszak zbiór (Z_2) wcale nie jest falsyfikatorem prawa Ohma (4), lecz jest falsyfikatorem twierdzenia następującego:

$$\text{(4a)} \qquad e(x)\leqslant a_1 \wedge \frac{1}{C(x)} \leqslant a_2 \wedge L(x) \leqslant a_3 \rightarrow E(x) \underset{\eta}{\approx} R(x)I(x)$$

gdzie symbol $\underset{\eta}{\approx}$ oznacza równość z odchyleniami do η włącznie; tzn. $F(x) \underset{\eta}{\approx} H(x)$, gdy $|F(x)-H(x)| \leqslant \eta$). Do zbioru ($Z_1$) nie należy bowiem ani jeden przedmiot, który świadczyłby o fałszywości twierdzenia (4), natomiast elementy (Z_2) istotnie obalają twierdzenie (4a). Jeśli więc tylko przyjmiemy, iż autor nie chce odrzucić przyjętego w logice pojęcia wartości logicznej, to zgodzić się musimy z tym, że wprowadzając nowe pojęcie falsyfikatora przestaje mówić o twierdzeniach, o których chciałby mówić i o których twierdzi, że mówi. Przestaje mówić o prawie Ohma (4) i zaczyna mówić o twierdzeniu (4a), przestaje mówić o prawie (5) i zaczyna mówić o prawie (5a) (które łatwo skonstruować na analogicznej zasadzie, jak (4a)), etc. Tymczasem te pary twierdzeń, choć w określony sposób ze sobą związane (por. o tym niżej) są wszakże zupełnie różnymi zdaniami; różne są wszak ich zasięgi (zbiory przedmiotów spełniających ich poprzedniki), zaś identyczność zasięgów dwóch twierdzeń jest przecież warunkiem niezbędnym tego, by twierdzenia te można było uznać za egzemplarze tego samego zdania (elementy tego samego sądu w sensie logicznym rozumianego jako zbiór wypowiedzi równoznacznych).

6. Popróbujmy jeszcze jednej możliwości interpretacyjnej. Na razie okazało się, że żadna z rozważanych modyfikacji pojęcia falsyfikatora nie pozwala na sformułowanie tezy przez autora głoszonej: że następnik prawa (6) koresponduje z następnikiem prawa (5), ten zaś z następnikiem prawa Ohma (4). Być może jednak autor wcale nie chce mówić o twierdzeniach (4)—(6), lecz o ich odpowiednikach (4a)—(6a) i pomiędzy nimi doszukiwać się relacji korespondencji. Być może autor sądzi, iż w ogóle wszelkie prawa idealizacyjne uda się wyeliminować w taki sposób, że będzie-się mówiło nie o ciałach doskonale czarnych, lecz o ciałach dostatecznie czarnych, nie o przewodnikach jednorodnych, lecz o przewodnikach zbliżonych do jednorodnych etc, i dla nich to przyjmowało się będzie równości przybliżone (jak w (4a)).

Gdyby istotnie o to autorowi chodziło, to trzeba było by przede wszystkim powiedzieć, iż stanowisko tego rodzaju oparte jest na niewłaściwym pojmowaniu zadań metodologa, który nie tyle powołany jest do eliminacji, powiedzmy, określonych twierdzeń z nauki, co wskazania dla nich poznawczej racji, czyli wykazania po co w nauce twierdzenia takie się formułuje. Argument ten wszakże, jak każdy argument odwołujący się do ocen, ma niewielką moc przekonywującą. Stąd wysuniemy inny — że na to, aby sformułować „aproksymacyjne odpowiedniki" praw idealizacyjnych (takie jak twierdzenia (4a)), trzeba prawami idealizacyjnymi dysponować; owe odpowiedniki okazują się bowiem być konsekwencjami praw idealizacyjnych.

Rozpatrzmy rzecz na przykładzie stosunku pomiędzy prawem Ohma (4), a jego „aproksymacyjnym odpowiednikiem" (4a). Otóż kiedy fizycy mówią, że w odniesieniu do pewnych przewodników (w przybliżeniu jednorodnych, bezindukcyjnych etc.) można w przybliżeniu stosować prawo Ohma (4), to jest to sformułowanie mylące; tym, co oni stosują jest bowiem twierdzenie (4a). Aby zrekonstruować rozumowanie, jakie fizycy wówczas milcząco przeprowadzają, wprowadźmy pewne skróty:

$$E^{(1)}(x)=n, \quad \text{gdy} \quad E(x)=n \quad \text{i} \quad e(x)=0 \quad \text{i} \quad \frac{1}{C(x)}\neq 0 \quad \text{i} \quad L(x)\neq 0$$

$$E^{(2)}(x)=n, \quad \text{gdy} \quad E(x)=n \quad \text{i} \quad e(x)=0 \quad \text{i} \quad \frac{1}{C(x)}=0 \quad \text{i} \quad L(x)\neq 0$$

$$E^{(3)}(x)=n, \quad \text{gdy} \quad E(x)=n \quad \text{i} \quad e(x)=0 \quad \text{i} \quad \frac{1}{C(x)}=0 \quad \text{i} \quad L(x)=0$$

Powyższe wielkości fizyczne to ograniczenie wielkości E do typów idealnych coraz to wyższych rzędów: pierwszego — kiedy $E^{(1)}$ dotyczy tylko przewodników spełniających pierwsze założenie idealizujące, drugiego — kiedy $E^{(2)}$ dotyczy tych przewodników spełniających pierwsze założenie idealizujące, które dodatkowo spełniają drugie założenie tego rodzaju i wreszcie trzeciego — kiedy $E^{(3)}$ dotyczy tych przewodników spełniających pierwsze dwa założenia idealizujące, które dodatkowo spełniają trzecie. I jeszcze jedno oznaczenie:

$$E^{(0)}_{(\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3)}(x)=n, \quad \text{gdy} \quad E(x)=n \quad \text{i} \quad e(x)\leqslant \alpha_1 \quad \text{i} \quad \frac{1}{C(x)}\leqslant \alpha_2 \quad \text{i} \quad \mathrm{L}(x)\leqslant \alpha_3$$

Analogiczny sens mają symbole: $I^{(1)}$, $R^{(2)}$, $R^{(0)}_{(\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3)}$, etc. Stosując tę uproszczoną symbolikę prawo Ohma (4) możemy zapisać tak oto:

$$E^{(3)}(x)=R^{(3)}(x)I^{(3)}(x) \tag{4}$$

zaś jego „aproksymacyjny odpowiednik" (4a) zapiszemy tak:

$$E^{(0)}_{(\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3)}(x) \underset{\eta}{\approx} R^{(0)}_{(\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3)}(x) I^{(0)}_{(\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3)}(x) \tag{4a}$$

Widać teraz łatwo, że twierdzenie (4a) wynika logicznie z prawa idealizacyjnego (4) i z twierdzenia:

$$E^{(0)}_{(\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3)}(x) \underset{\eta}{\approx} E^{(3)}(x)$$

które ustala dopuszczalne odchylenia wielkości E dla przewodników rzeczywistych „dostatecznie zbliżonych" (w stopniu nie przekraczającym odpowiednio a_1, a_2 i a_3) do typów idealnych trzeciego rzędu od wielkości E dla tych właśnie typów idealnych trzeciego rzędu. Łatwo teraz podać schemat ogólny tej procedury, nie będziemy jednak tego czynili, bo i tak widoczne jest to, o co nam chodziło — że „aproksymacyjne odpowiedniki" praw idealizacyjnych wynikają z tych praw (i twierdzeń opisanego wyżej rodzaju), że więc aby uzyskać taki „aproksymacyjny odpowiednik" trzeba wpierw dysponować prawem idealizacyjnym. Nie da się przeto zastąpić prawa Ohma (4) twierdzeniem (4a), bo nie da się w ogóle wyeliminować w ten sposób praw idealizacyjnych.

Wniosek przeto generalny jest taki, iż przykład modyfikacji prawa Ohma uważany przez W. Mejbauma za potwierdzenie jego tezy — iż prawa fizyki są wprowadzane do tej nauki zgodnie z zasadą korespondencji, zasadzie tej właśnie przeczy: prawa (5) i (6) zostały wprowadzone na jakiejś innej podstawie. Na tyle też, na ile przykład ten jest reprezentatywny sądzić można, iż przeczy on tezie, by zasada korespondencji w sensie Mejbauma sterowała wprowadzaniem praw w fizyce.

7. Aby wszakże nie poprzestać na wniosku czysto negatywnym spróbujemy krótko rozpatrzyć przykład podany przez W. Mejbauma i zastanowić się nad „mechanizmem" przekształceń prawa Ohma. Postaramy się wykazać, iż modyfikacje prawa Ohma przebiegają wedle zasady konkretyzacji ścisłej. A oto krótkie i niezbyt dokładne objaśnienie tego pojęcia[6]. Niech będzie dane prawo idealizacyjne postaci:

$$p_1(x)=d_1 \wedge p_2(x)=d_2 \wedge \ldots \wedge p_k(x)=d_k \rightarrow F(x)=H(x)$$

które w postaci skróconej przedstawić można następująco:

$$F^{(k)}(x)=H^{(k)}(x) \tag{7}$$

Otóż konkretyzacja (ścisła) prawa (7) polega na tym, iż uchyla się założenie idealizujące, powiedzmy $p_k(x)=d_k$, a zatem przyjmuje się, iż $p_k(x)\neq d_k$, a ponadto wprowadza się określoną poprawkę do tego prawa. Wnosi się ją w oparciu o twierdzenie (nazywamy je zasadą koordynacji), które uzależnia wartość funkcji F dla typów idealnych $k-1$-go rzędu od wartości funkcji F dla typów idealnych k-tego rzędu i od wartości funkcji p_k. Najprostszym przykładem zasady koordynacji jest np. teza: siła działająca na ciała rzeczywiste (a więc znajdujące się w warunkach oporu ośrodka) równa jest sile działającej na typ idealny pierwszego rzędu tego ciała (dla którego opór ośrodka jest równy zeru) minus opór ośrodka. Jeśli więc zasada koordynacji ma prostą postać:

$$F^{(k-1)}(x)=F^{(k)}(x)-p_k(x) \tag{8}$$

o konkretyzacją prawa idealizacyjnego (7) jest prawo idealizacyjne zawierające o jedno założenie idealizujące mniej:

$$F^{(k-1)}(x)=H^{(k)}(x)-p_k(x) \tag{9}$$

wynikające z (7) i (8).

[6] Bliżej o tym zob. w pracy cytowanej w przypisie 4.

Szczególnym rodzajem zasady koordynacji jest zasada superpozycji stosowana w elektrostatyce czy mechanice, która pozwala dodawać siły elektrostatyczne czy mechaniczne „(...) na podstawie (...) prawa dodawania wektorów"[7]. W szczególności stosowanie zasady superpozycji „(...) do obwodu elektrycznego polega na tym, że każdą z SEM (sił elektromotorycznych — przyp. nasz) działających w obwodzie, traktuje się kolejno jako działającą samodzielnie i niezależnie od pozostałych. Następnie oblicza się rozpływ prądów składowych, pochodzących od poszczególnych SEM. Prąd rzeczywisty (wypadkowy) jest sumą wszystkich prądów składowych"[8] (podkr. nasze). Zauważmy, po pierwsze, że skoro z góry wiadomo, iż w obwodzie działa szereg sił elektromotorycznych, to „potraktowanie każdej z nich jako działającej samodzielnie" jest założeniem idealizującym; po drugie, wypadkowa wartość natężenia prądu charakteryzuje prąd rzeczywisty, a więc sumowanie tych sił jest konkretyzacją. W najprostszym przypadku, kiedy rozważamy sumowanie się dwóch wielkości fizycznych, schemat zastosowania zasady superpozycji przedstawia się następująco. Niech będą dane dwie wielkości fizyczne (np. dwie siły w mechanice, dwie siły elektrostatyczne, etc.) f_1, f_2 charakteryzujące rzeczywisty układ fizyczny x. F niech będzie globalną wielkością danego rodzaju. Otóż stosując zasadę superpozycji najpierw zakłada się, że f_1 występuje a f_2 nie występuje, potem zaś na odwrót: że f_1 występuje a f_2 nie występuje. Przyjmuje się tedy na przemian dwa założenia idealizujące:

(a) $$f_1(x)\neq 0 \quad \text{i} \quad f_2(x)=0$$

(b) $$f_1(x)=0 \quad \text{i} \quad f_2(x)\neq 0$$

którym odpowiadają następujące prawa idealizacyjne:

$$f_1(x)\neq 0 \wedge f_2(x)=0 \rightarrow F(x)=f_1(x)$$

$$f_1(x)=0 \wedge f_2(x)\neq 0 \rightarrow F(x)=f_2(x)$$

Prawa te w postaci skrótowej zapiszemy jak następuje:

$$F^{(1;a)}(x)=f_1^{(1;a)}(x)$$

$$F^{(1;b)}(x)=f_2^{(1;b)}(x)$$

Zakładaną tu zasadą superpozycji jest twierdzenie:

$$F^{(0)}(x)=F^{(1;a)}(x)+F^{(1;b)}(x)$$

z którego, wespół z powyższymi prawami, wynika twierdzenie będące konkretyzacją tych ostatnich:

$$F^{(0)}(x)=f_1^{(1;a)}(x)+f_2^{(1;b)}(x)$$

bo dotyczące wartości wielkości F dla obiektów rzeczywistych (czyli dotyczące wartości wielkości $F^{(0)}$). Jak więc widać, najzwyklejsze składanie wektorów (zinterpretowanych fizycznie) zakłada stosowanie idealizacji i konkretyzacji.

---

[7] J. Weyssenhoff: *Zasady elektromagnetyki i optyki klasycznej.* Warszawa 1957 s. 100.

[8] A. M. Plamnitzer: *Maszyny elektryczne.* Warszawa 1967 s. 19.

Spróbujmy teraz pokazać, że przejście od twierdzenia (4) do twierdzenia (6) jest oparte na konkretyzacji twierdzeń poprzedzających (tj. (4) a potem (5)). Aby jednak dostosować te twierdzenia do używanej przez nas aparatury pojęciowej, należy nieco zmienić ich sformułowania, w sposób nie naruszający jednak ich treści fizycznej.

Rozpocznijmy od przeformułowania prawa Ohma:

$$e(x)=0 \wedge \frac{1}{C(x)}=0 \wedge L(x)=0 \wedge R(x)\neq 0 \rightarrow E(x)=R(x)\, I(x) \tag{10}$$

Formułując prawo Ohma (10) przyjmuje się tedy założenia następujące:

$$e(x)=0 \wedge \frac{1}{C(x)}=0 \wedge L(x)=0 \wedge R(x)\neq 0 \tag{c}$$

z których trzy pierwsze mają charakter założeń idealizujących. Znane jest też w elektromagnetyce podstawienie prawa indukcji Faradaya dla zamkniętego obwodu, w którym płynie prąd:

$$e(x)=0 \wedge \frac{1}{C(x)}=0 \wedge L(x)\neq 0 \wedge R(x)=0 \rightarrow E(x)=-L(x)\frac{dI(x)}{dt} \tag{11}$$

sformułowane przy założeniach:

$$e(x)=0 \wedge \frac{1}{C(x)}=0 \wedge L(x)\neq 0 \wedge R(x)=0 \tag{d}$$

z których dwa pierwsze i czwarte mają charakter założeń idealizujących. Stosując używane już wielokrotnie skróty zapiszemy prawa (10) i (11) w taki sposób:

$$E^{(3;c)}(x)=R^{(3;c)}(x)\, I^{(3;c)}(x) \tag{12}$$

$$E^{(3;d)}(x)=-L^{(3;d)}(x)\frac{dI^{(3;d)}(x)}{dt} \tag{13}$$

Szczególnym przypadkiem zasady superpozycji jest twierdzenie:

$$E^{(2)}(x)=E^{(3;c)}(x)-E^{(3;d)}(x) \tag{14}$$

głoszące, że siła elektromotoryczna dla przewodników indukcyjnych (choć spełniających jeszcze dwa pierwsze założenia idealizujące) jest sumą wektorową siły elektromotorycznej $E^{(3;c)}$ dla przewodników bezindukcyjnych (a ponadto spełniających dwa pierwsze założenia idealizujące) i siły elektromotorycznej $E^{(3;d)}$ powstającej wskutek indukcji własnej przewodnika. Otóż z twierdzeń (12)—(14) wynika prawo idealizacyjne:

$$E^{(2)}(x)=R^{(3;c)}(x)\, I^{(3;c)}(x)+L^{(3;d)}(x)\frac{dI^{(3;d)}(x)}{dt} \tag{15}$$

Przedstawiając twierdzenie (15) w postaci rozwiniętej:

$$(15') \qquad e(x)=0 \wedge \frac{1}{C(x)}=0 \wedge L(x)\neq 0 \wedge R(x)\neq 0 \rightarrow E(x)=R(x)\, I(x)+L(x)\frac{dI(x)}{dt}$$

widzimy, że odpowiada ono prawu (5). Związek między prawem (4) (któremu odpowiada twierdzenie (11)) a prawem (5) nie jest więc korespondencją w sensie Mejbauma, lecz relacją konkretyzacji ścisłej.

Uchylamy teraz z kolei drugie założenie idealizujące, czyli założenie $\frac{1}{C(x)}=0$, przyjmujemy więc, że $\frac{1}{C(x)}\neq 0$, a przeto rozważamy przewodniki o skończonej pojemności, czyli przewodniki rzeczywiste. W elektrostatyce zakłada się w tym wypadku zasadę koordynacji wskazującą, że siła elektromotoryczna prądu płynącego w przewodniku o skończonej pojemności zwiększa się w porównaniu z siłą elektromotoryczną prądu płynącego w przewodniku o pojemności nieskończonej o wielkość $\frac{Q}{C}$:

$$(16) \qquad E^{(1)}(x)=E^{(2)}(x)+\frac{Q(x)}{C(x)}$$

Z prawa idealizacyjnego (15) i zasady koordynacji (16) wynika prawo idealizacyjne:

$$(17) \qquad E^{(1)}(x)=R^{(3;c)}(x)\, I^{(3;c)}(x)+L^{(3;d)}(x)\frac{dI^{(3;d)}(x)}{dt}+\frac{Q(x)}{C(x)}$$

które oparte jest już tylko na jednym założeniu idealizującym. W pełnym sformułowaniu przedstawić je można tak:

$$(17') \qquad e(x)=0 \wedge \frac{1}{C(x)}\neq 0 \wedge L(x)\neq 0 \wedge R(x)\neq 0 \rightarrow E(x)=R(x)I(x)+ +L(x)\frac{dI(x)}{dt}+\frac{Q(x)}{C(x)}$$

Widzimy, że prawo (17′) odpowiada prawu (6). Tak tedy związek między (5) a (6) również nie jest związek korespondencji w sensie Mejbauma, lecz jest związkiem konkretyzacji ścisłej[9].

Można by jeszcze uchylić założenie idealizujące $e(x)=0$, czyli założenie o jednorodności przewodnika i doprowadzić w ten sposób do konkretyzacji ostatecznej

[9] Można by argumentować, że związek pomiędzy prawami (4)—(6) jest związkiem *S*-korespondencji (w sensie wprowadzonym w pracy L. Nowak: *O zasadzie abstrakcji i stopniowej konkretyzacji.* W: *Założenia metodologiczne „Kapitału" Marksa.* Warszawa 1970) próbującym zastosować pojęcie korespondencji do praw idealizacyjnych (nazywanych w tej pracy twierdzeniami modelowymi), ale drugi ze współautorów zrezygnował już z tej koncepcji.

(przynajmniej z punktu widzenia wymienionych założeń idealizujących prawa (11)) prawa Ohma, czyli konkretyzacji polegającej na wyprowadzeniu twierdzenia nie-idealizującego, odnoszącego się do przewodników rzeczywistych, ale nie będziemy tego robili. Jest to bowiem zbędne z punktu widzenia celu naszego szkicu, który zmierzał do pokazania, że związek pomiędzy prawami (4)—(6) nie jest związkiem korespondencji [6].

И. Новак, Л. Новак

К ВОПРОСУ ПРИНЦИПА СООТВЕТСТВИЯ В ФИЗИКЕ

Статья написана с целью критики одной широко распространенной в литературе предмета концепции соответствия законов физики. Согласно этой концепции новые законы являются обобщением более ранних законов. Критика проведена на примере концепции принципа соответствия, представленной В. Мейбаумом (*Loawrs and their Formulations*) ,,Философские исследования", издание на иностранных языках том III, Варшава 1968). Согласно автору этой концепции закон T_2 соответствует закону T_1, в том случае, когда (а) закон T_1 был фальсифицирован какими-то предметами, а закон T_2 — нет, б) в частном случае вторичное суждение закона T_2 становится наследстием закона T_1. В качестве примера, иллюструирющего свою концепцию, В. Мейбаум указывает последовательные преобразования закона Ома.

В настоящей статье доказывается, что пример преобразований закона Ома не подпадает под критическую концепцию. Ибо это законы пустые — в применении к однородным проводникам, безиндукционным цепям, конденсаторам неограниченной емкости и т.д. В этом случае никогда не бывает выполнено условие (а) определения соответствия — эти законы не фальсифицированы, но пустые.

Это утверждение обобщают, констатируя, что указанный тип отношения соответствия никогда не выполняется между идеализационными законами, т.е. законами вида:

$$G(x) \wedge p_1(x)=d_1 \wedge . \quad \wedge p_k(x)=d_k \rightarrow F(x)=H(x)$$

где $G(x)$ — это реалистические предпосылки (которые могут быть выполнены), а $p_i(x)=d_i$ — это идеализирущие предпосылки, т.е. такие, что (1) d_i — это предельное (минимальное или максимальное) значение величины p_i, (2) никакой объект не имеет признака p_i в степени d_i.

Представлена также попытка положительного определения связей между последовательными преобразованиями закона Ома.

I. Nowak, L. Nowak

ON THE RULE OF CORRESPONDENCE IN PHYSICS

The aim of the article is to criticize a certain conception of the correspondence of the laws of physics which is quite common in the literature of the subject. According to this theory the later laws appear to be generalizations of previous ones. This criticism is conducted on the example of the conception of correspondence laws presented by W. Mejbaum (*Laws and their Formulations*, "Philosophical Studies", foreign language edition, Vol. 3, Warsaw 1968). According to the interpretation of this author, the law T_1 corresponds with the law T_2 for (a) the law T_1 was statisfied by

[6] Charakterystykę związków tego rodzaju przeprowadza I. Nowak: *Dialektyczna korespondencja w rozwoju nauki* (maszynopis pracy doktorskiej).

certain objects and the law T_2 not; (b) in special cases the consequent of law T_2 becomes transferred into the consequent of law T_1. As an example illustrating his conceptions, W. Mejbaum gave the consecutive transformations of Ohm's law.

In his article it appears that the example of the transformations of Ohm's laws does not become subject of the conception's criticism. For these are laws that are emptily fulfilled — speaking of homogeneous conductors, non-inductive conductors, condensators with infinite capacity etc. Hence the condition (a) of the correspondence definition is never fulfilled — these laws are not falsified, but statisfied emptily.

This observation is generalized by the statement that the discussed type of correspondence relations never takes place between idealizing laws, that is laws that take the form:

$$G(x) \wedge p_1(x)=d_1 \wedge \dots \wedge p_k(x)=d_k \dots \rightarrow F(x)=H(x)$$

where $G(x)$ is the realistic assumption (which can be fulfilled) and $p_i(x)=d_i$ is an idealizing assumption, where (1) d_i is an extreme (smallest or largest) value of the quantity p_i, (2) no object has the feature p_i to the degree d_i.

Also an attempt at positively defining the relations between the consecutive transformation of the Ohm law is presented.