

Prof. dr inż. Władysław Kołek

Zakład Maszyn Elektrycznych

Przebiegi komutacyjne w maszynach prądu stałego

Streszczenie: Krótki przegląd zagadnień teorii komutacji doprowadza do wniosku, że badania w dziedzinie komutacji przeniosły się z problemów dotyczących teorii krzywych komutacji na problemy kontaktu szczotkowego, wkraczając na drogę doświadczalną.

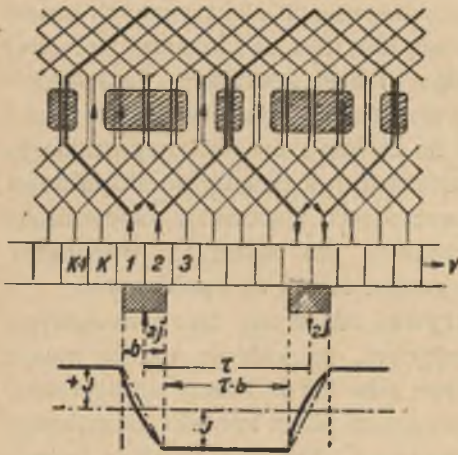
Najważniejszym zagadnieniem w budowie maszyn elektrycznych prądu stałego jest zapewnienie prawidłowej pracy komutatora i szczotek w ruchu maszyny, czyli, jak się wyrażamy krótko, dobrej komutacji. Jakkolwiek pierwsze prace nad teorią zjawisk towarzyszących przechodzeniu prądu z twornika przez komutator i szczotki do obwodu zewnętrznego podjęto już około 60 lat temu, to jednak zagadnienie to nie straciło na aktualności i badań, mających na celu określenie wszystkich warunków zapewniających w pełni niezawodną pracę komutatora dla wszelkich warunków obciążenia maszyny, i dziś jeszcze nie można uznać za zakończone.

Problem komutacji daje się rozpatrywać od strony teorii czasowego przebiegu prądu w obwodzie komutacyjnym, do którego należą zwoje komutacyjne oraz szczotki na komutatorze, albo też od strony praktycznej, tj. zjawisk związanych z przechodzeniem prądu przez kontakt szczotkowy i skutków tych zjawisk dla ruchu maszyny. Funkcja, według jakiej zmienia się w czasie prąd w zwoju komutowanym, ma niewątpliwie duży wpływ na gęstość prądu w szczotce, a więc i na iskrzenie szczotki. Dlatego też prace badawcze w dziedzinie komutacji — szczególnie w pierwszym okresie — uwzględniały raczej stronę teoretyczną. Dalszy ciąg niniejszego artykułu stanowi krótki przegląd teorii przebiegu komutacyjnego. Nie jest jego celem omówienie szczegółowe wszystkich istniejących teorii komutacji, chodzi tylko o podkreślenie zasadniczych koncepcji, założeń i wyników. Wnioski wynikające z porównania rezultatów analizy matematycznej z doświadczeniem mają tłumaczyć wybór metody, jaką przyjęła Katedra Maszyn Elektrycznych Politechniki Śląskiej w odniesieniu do podjętej pracy w dziedzinie komutacji.

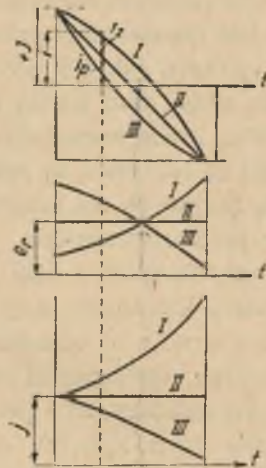
Na schemacie uzwojenia pętlicowego (rys. 1) przedstawiono obwód komutacji. W tym czasie gdy zewzów przebywa drogę τ — b , prąd w nim

ma wartość stałą. Przy przejściu przez strefę neutralną, to znaczy, gdy szczotka zwiera działki 1 i 2 prąd w danym zwoju zmniejsza się o taką część, jaka płynie przez chorągiewkę i szczotkę do obwodu zewnętrznego, przechodzi przez zero i następnie wzrasta w przeciwnym kierunku. Ta zmiana prądu z wartości $+I$ na $-I$ odbywa się w czasie określonym szerokością szczotki i szybkością obwodową komutatora, zwanym teoretycznym czasem komutacji $T = \frac{b}{v}$, rzędu ułamka m/sek. Właściwym

powodem trudności występujących przy komutacji jest fakt, że gęstość prądu na końcu zbiegającym szczotki może osiągnąć nadmierną wartość, co powoduje iskrzenie (duża gęstość prądu pod końcem nabiegającym szczotki jest wprawdzie ze względu na przeciążalność szczotki i jej nagrzanie niepożądana, nie może jednak stanowić bezpośredniej przyczyny iskrzenia).



Rys. 1. Obwód komutacji



Rys. 2. Przebiegi komutacyjne (prądu, napięcia reaktywnego i gęstości prądowej) dla różnych rodzajów komutacji

Krzywa komutacji (czasowy przebieg prądu w zwoju komutowanym) daje możliwość odczytywania zmian gęstości prądu w poszczególnych częściach szczotki, w końcu nabiegającym ($\text{tg } \alpha_1$) i zbiegającym ($\text{tg } \alpha_2$), oraz napięcia samoindukcji $e_L \left(\frac{di}{dt} \right)$. Najprostszym przebiegiem komutacji, uznawanym przez klasyczną teorię komutacji za idealny i odgrywającym ważną rolę przy wszystkich obliczeniach komutacji, jest komutacja prostoliniowa. Jest ona jednak (krzywa II na rys. 2) w praktyce nieosiągalna,

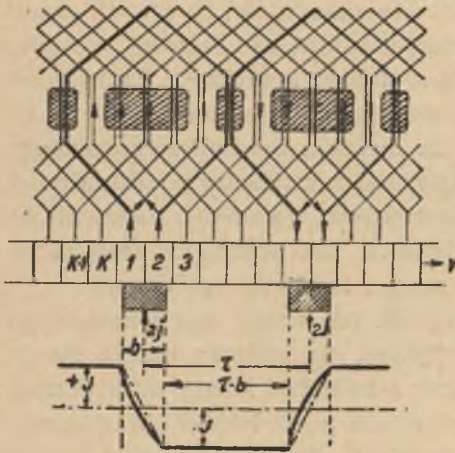
a ponadto nie odpowiada dla rzeczywistych warunków pracy szczotki (z uwagi na dodatkowe obciążenia prądowe występujące w czasie pracy na skutek zaburzeń w kontakcie szczotki i przyczyn mechanicznych) przebiegowi najbardziej korzystnemu. Drugim typowym przebiegiem jest komutacja opóźniona. W tym wypadku zarówno gęstość prądu jak i napięcie e_s pod koniec komutacji silnie wzrasta, kraniec zbiegający szczotki obciążony jest prądem i napięciem właśnie wtedy, kiedy ma rozewrzeć zezwój komutowany. Taka forma krzywej (krzywa I na rys. 2) przejścia prądu opóźnia komutację, jest więc niekorzystna, gdyż duża gęstość prądu, duży spadek napięcia i duże napięcie reaktywne pod koniec okresu komutacji stwarzają warunki dla iskrzenia szczotek. Krzywa III (rys. 2) przedstawia przebieg przeciwny. W chwili $t = 0$ napięcie reaktywne e_s ma dużą wartość, w miarę upływu czasu gęstość prądu na końcu zbiegającym maleje tak, że w chwili $t = T$ — jeśli krzywa przebiega stycznie do poziomej ($-I$) — przybiera wartość bliską zeru. Przebieg ten będący jedną z form komutacji przyspieszonej jest korzystny, gdyż nie obciąża końca zbiegającego szczotki ani prądem, ani napięciem.

Opisane trzy krzywe (I, II, III) przedstawiają przebiegi typowe, teoretyczne, w praktyce nieosiągalne.

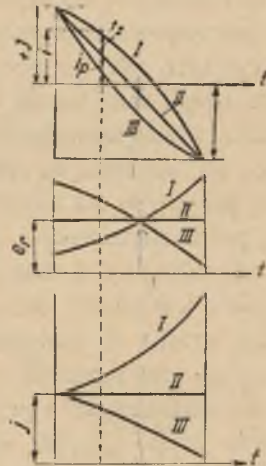
Każdy przebieg prądu komutowanego można rozłożyć na dwie składowe (rys. 2): i_p — prąd odpowiadający komutacji prostoliniowej i i_z — tzw. dodatkowy prąd zwarcia, określający odchylenie od komutacji prostoliniowej i obciążający powierzchnię styku szczotki zmienną gęstością prądu. Sam przebieg i_z poucza więc o dobroci komutacji. Każda teoria komutacji stawia też sobie za zadanie obliczenie krzywej zmian prądu w czasie komutacji i podanie takich warunków, przy których komutacja byłaby beziskrowa.

Po raz pierwszy zadanie takie postawił i rozwiązał Arnold, podając w roku 1895 fundamentalne równanie komutacji i wynikające z niego kryterium komutacji beziskrowej. Równanie to dotyczy wypadku pokrycia przez szczotkę tylko jednej działki komutatora. Chociaż wypadek ten prawie nigdy nie zachodzi w normalnych maszynach prądu stałego, to jednak założenie takie jest konieczne, aby w sposób przejrzysty przeanalizować skomplikowany mechanizm komutacji prądu i określić rolę, jaką w zjawisku odgrywa oporność przejścia, indukcyjność i okres komutacji. Jeśli szerokość szczotki jest większa od podziałki komutatora, wówczas zmiana prądu zachodzi w kilku zezwojach równocześnie, w każdym zwartym zwoju indukuje się nie tylko SEM-na samoindukcji, lecz również indukcji wzajemnej, przez co zagadnienie komplikuje się. Zwoje oddziałujące na siebie leżą częściowo w jednym żłobku, częściowo w żłobkach sąsiednich, współczynnik indukcji wzajemnej ma więc różne wartości w zależności od położenia zwojów. Ułożenie równania różniczkowego

ma wartość stałą. Przy przejściu przez strefę neutralną, to znaczy, gdy szczotka zwiera działki 1 i 2 prąd w danym zwoju zmniejsza się o taką część, jaka płynie przez chorągiewkę i szczotkę do obwodu zewnętrznego, przechodzi przez zero i następnie wzrasta w przeciwnym kierunku. Ta zmiana prądu z wartości $+I$ na $-I$ odbywa się w czasie określonym szerokością szczotki i szybkością obwodową komutatora, zwanym teoretycznym czasem komutacji $T = \frac{b}{v}$, rzędu ułamka m/sek. Właściwym powodem trudności występujących przy komutacji jest fakt, że gęstość prądu na końcu zbiegającym szczotki może osiągnąć nadmierną wartość, co powoduje iskry (duża gęstość prądu pod końcem nabiegającym szczotki jest wprawdzie ze względu na przeciążalność szczotki i jej nagrzanie niepożądana, nie może jednak stanowić bezpośredniej przyczyny iskry).



Rys. 1. Obwód komutacji



Rys. 2. Przebiegi komutacyjne (prądu, napięcia reaktywnego i gęstości prądowej) dla różnych rodzajów komutacji

Krzywa komutacji (czasowy przebieg prądu w zwoju komutowanym) daje możliwość odczytywania zmian gęstości prądu w poszczególnych częściach szczotki, w końcu nabiegającym ($\text{tg } \alpha_1$) i zbiegającym ($\text{tg } \alpha_2$), oraz napięcia samoindukcji $e_s \left(\frac{di}{dt} \right)$. Najprostszym przebiegiem komutacji, uznawanym przez klasyczną teorię komutacji za idealny i odgrywającym ważną rolę przy wszystkich obliczeniach komutacji, jest komutacja prostoliniowa. Jest ona jednak (krzywa II na rys. 2) w praktyce nieosiągalna,

a ponadto nie odpowiada dla rzeczywistych warunków pracy szczotki (z uwagi na dodatkowe obciążenia prądowe występujące w czasie pracy na skutek zaburzeń w kontakcie szczotki i przyczyn mechanicznych) przebiegowi najbardziej korzystnemu. Drugim typowym przebiegiem jest komutacja opóźniona. W tym wypadku zarówno gęstość prądu jak i napięcie e_s pod koniec komutacji silnie wzrasta, kraniec zbiegający szczotki obciążony jest prądem i napięciem właśnie wtedy, kiedy ma rozewrzeć zezwój komutowany. Taka forma krzywej (krzywa I na rys. 2) przejścia prądu opóźnia komutację, jest więc niekorzystna, gdyż duża gęstość prądu, duży spadek napięcia i duże napięcie reaktywne pod koniec okresu komutacji stwarzają warunki dla iskrzenia szczotek. Krzywa III (rys. 2) przedstawia przebieg przeciwny. W chwili $t = 0$ napięcie reaktywne e_s ma dużą wartość, w miarę upływu czasu gęstość prądu na końcu zbiegającym maleje tak, że w chwili $t = T$ — jeśli krzywa przebiega stycznie do poziomej ($-I$) — przybiera wartość bliską zeru. Przebieg ten będący jedną z form komutacji przyspieszonej jest korzystny, gdyż nie obciąża końca zbiegającego szczotki ani prądem, ani napięciem.

Opisane trzy krzywe (I, II, III) przedstawiają przebiegi typowe, teoretyczne, w praktyce nieosiągalne.

Każdy przebieg prądu komutowanego można rozłożyć na dwie składowe (rys. 2): i_p — prąd odpowiadający komutacji prostoliniowej i i_s — tzw. dodatkowy prąd zwarcia, określający odchylenie od komutacji prostoliniowej i obciążający powierzchnię styku szczotki zmienną gęstością prądu. Sam przebieg i_s poucza więc o dobroci komutacji. Każda teoria komutacji stawia też sobie za zadanie obliczenie krzywej zmian prądu w czasie komutacji i podanie takich warunków, przy których komutacja byłaby beziskrowa.

Po raz pierwszy zadanie takie postawił i rozwiązał Arnold, podając w roku 1895 fundamentalne równanie komutacji i wynikające z niego kryterium komutacji beziskrowej. Równanie to dotyczy wypadku pokrycia przez szczotkę tylko jednej działki komutatora. Chociaż wypadek ten prawie nigdy nie zachodzi w normalnych maszynach prądu stałego, to jednak założenie takie jest konieczne, aby w sposób przejrzysty przeanalizować skomplikowany mechanizm komutacji prądu i określić rolę, jaką w zjawisku odgrywa oporność przejścia, indukcyjność i okres komutacji. Jeśli szerokość szczotki jest większa od podziałki komutatora, wówczas zmiana prądu zachodzi w kilku zezwojach równocześnie, w każdym zwartym zwoju indukuje się nie tylko SEM-na samoindukcji, lecz również indukcji wzajemnej, przez co zagadnienie komplikuje się. Zwoje oddziałujące na siebie leżą częściowo w jednym żłobku, częściowo w żłobkach sąsiednich, współczynnik indukcji wzajemnej ma więc różne wartości w zależności od położenia zwojów. Ułożenie równania różniczkowego

krzywej komutacji uwzględniającego wszystkie warunki jest trudne, a jego rozwiązanie dotychczas nikt nie przeprowadził.

Zasadnicza postać równania różniczkowego przy założeniu $\beta = 1$ (pokrycie szczotki) jest prosta, jest to równanie koła napięć obwodu zamkniętego utworzonego przez zezwój komutowany wraz z połączeniami, zwarty przez szczotkę:

$$i_1 \cdot r_1 + i_1 \cdot r_d - i \cdot r_z - i_2 \cdot r_d - i_2 \cdot r_z - L \frac{di}{dt} - e_t = 0$$

gdzie

- r_d — opór chorągiewki,
- r_z — opór zezwoju komutowanego,
- r_1, r_2 — opory przejścia części nabiegającej szczotki i zbiegającej,
- e_t — SEM rotacji.

Po wprowadzeniu dalszych oznaczeń

$$R = 2r_d + r_z \text{ (stała składowa oporu obwodu komutowanego)}$$

$$R_b = \frac{1}{\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2}} = r_2 \cdot \frac{T-t}{T} = r_1 \cdot \frac{t}{T} \text{ (opór przejścia szczotki)}$$

i po odpowiednim przekształceniu równanie to przyjmuje postać:

$$L \frac{di}{dt} + e_t + R_b T \cdot \frac{i+I}{T-t} + iR + R_b \cdot T \cdot \frac{i+I}{t} = 0$$

Całkowanie tego równania różniczkowego napotyka na wielkie trudności matematyczne. Na podstawie analizy powyższego równania — przy przyjęciu wartości R, R_b, L jako stałych współczynników — Arnold doszedł do wniosku, że warunek

$$\frac{R_b \cdot T}{L} > 1$$

stanowi kryterium dla komutacji beziskrowej (stała czasowa obwodu zezwoju komutowanego winna być mniejsza od okresu komutacji). W wypadku, kiedy $\frac{R_b T}{L} \ll 1$ gęstość prądu zbiegającego końca szczotki stanie się pod koniec komutacji nieskończenie wielka (oczywiście pojęcie nieskończenie wielkiej gęstości prądu jest czysto teoretyczne, praktycznie oznacza to, że gęstość prądu przyjęłaby nadmiernie wysoką wartość, powodując iskrzenie). Kryterium Arnolda poddano w wielu publikacjach szerokiej dyskusji i krytycznej analizie, przy czym wykazywano, że wiele maszyn nie spełniających tego warunku pracuje zadowalająco. Przyczyną tej niezgodności teorii z praktyką są założenia stałości współczynników R_b, L i T dla całego okresu komutacji, w pierwszym rzędzie stałości oporu

przejścia. Arnold opierał się początkowo na tradycyjnym założeniu, że przepływ prądu ze szczotki do komutatora odbywa się tak samo jak w stałym przewodniku. Przyjmował zasadę ciągłości zmiany oporu przejścia i ciągłości zmiany powierzchni styku szczotki, przy czym zakładał proporcjonalność tych zmian do szybkości komutatora. Liczne badania, jakie nad istotą kontaktu szczotki z komutatorem czy pierścieniem przeprowadzał sam Arnold jak i wielu innych (Jordan, Schröder, Binder, Szenfer) wykazały, że opór przejścia jest wielkością zmienną w bardzo szerokich granicach, zależną od gęstości prądu, docisku, szybkości obwodowej, temperatury oraz warunków otoczenia. Już samo stwierdzenie zależności spadku napięcia na kontakcie szczotkowym od kierunku przepływającego prądu świadczy o niemożności traktowania przewodnictwa kontaktu szczotkowego w podobny sposób jak przewodnictwa metalicznego, gdzie przewodność jest proporcjonalna do przekroju.

Na podstawie licznych prac badawczych wyżej wymienionych autorów można w przybliżeniu odtworzyć mechanizm przechodzenia prądu przez kontakt szczotki. Oscylogramy krzywych komutacji zdjęte na pracującej maszynie prądu stałego wykazują, że rzeczywisty czas komutacji jest mniejszy od teoretycznego okresu T , jaki oblicza się z szerokości szczotki. Ta okoliczność wskazuje na to, że nie cała szerokość szczotki bierze udział w przewodzeniu prądu, lecz tylko jej część. Powierzchnie szczotki i komutatora, zarówno w kierunku osiowym jak i obwodowym, nie przylegają ściśle do siebie wskutek czy to ekscentryczności komutatora (choćby niewielkiej), czy wywołanych nagrzaniem zmian średnicy komutatora, czy wskutek przesuwania się szczotki w oprawce lub drgań i innych zaburzeń mechanicznych. Powierzchnia styku z komutatorem jest więc o wiele mniejsza od całkowitej powierzchni szczotki. Lecz i ta zmniejszona zewnętrznie przyczynami powierzchnia nie cała przewodzi prąd. Zdjęcie strukturalne (rys. 3), będące 120-krotnym powiększeniem dobrze polerowanej szczotki, świadczy o tym, że nie mamy do czynienia z jednolitą powierzchnią, lecz z drobnymi oddzielnymi cząstkami, biorącymi udział w przewodzeniu prądu. Ilość ich, gęstość i równomierność rozmieszczenia jest zależna od gatunku szczotki i różnych przypadkowych wpływów obcych.

Analogicznie do układów mechanicznych ta powierzchnia ściśle przylegająca do komutatora i biorąca czynny udział w przewodzeniu prądu bywa nazywana powierzchnią Hertza. Oporu przejścia nie wywołuje



Rys. 3. Zdjęcie strukturalne szczotki

jedynie jakaś warstwa nie przewodząca, czy źle przewodząca pomiędzy komutatorem a szczotką, lecz zagęszczenie linii prądu w miejscach styku. Przy obciążeniu szczotki niewielkim prądem, dopóki nie dochodzi do silnego nagrzania się poszczególnych cząsteczek, spadek napięcia w kontakcie ma charakter spadku na oporze przewodnika, jest więc liniową funkcją obciążenia. Z tą chwilą jednak, gdy zostanie osiągnięta i przekroczona krytyczna wartość prądu, przy której kontaktujące cząsteczki rozżarzają się i ulegają wypaleni, następuje pod wpływem wysokiej temperatury jonizacja kontaktu, charakteryzująca się znacznym zwiększeniem przewodnictwa w stosunku do pozostałej części szczotki. Główny przepływ prądu następuje właśnie w tym zjonizowanym miejscu.

Ten przybliżony obraz kontaktu szczotkowego nasuwa wniosek, że założenie stałości oporu przejścia w równaniu różniczkowym komutacji daleko odbiega od rzeczywistości i że matematyczne ujęcie wszystkich parametrów mających wpływ na wielkość tego oporu jest niemożliwe. Do tego wniosku doszedł już Arnold na podstawie własnych doświadczeń, stwierdzając z pewną rezygnacją, że im dłużej zajmuje się zagadnieniem komutacji, tym mniej możliwe wydaje mu się jego rachunkowe ujęcie. Zmienność oporu przejścia usiłował wyjaśnić Richter, przyjmując, że krawędź zbiegająca szczotki nie jest równoległa do krawędzi działki komutatora, co doprowadza już na drodze rachunkowej do wniosku, że gęstość prądu na końcu zbiegającym szczotki przyjmie zawsze wartości skończone (niezależnie od kryterium Arnolda). Do tego samego wniosku można też dojść, przyjmując teoretycznie zmianę oporu przejścia jako funkcję gęstości prądu. Również Trettin dochodzi na podobnej drodze do wniosku, że na krótko przed zakończeniem komutacji opór przyjmuje bardzo duże wartości, tak że kryterium $\frac{R_b \cdot T}{L}$ traci już swą ważność.

Oscylogramy rzeczywistych przebiegów komutacji potwierdzają tę tezę.

Dalszym założeniem klasycznej teorii komutacji jest stałość współczynnika samoindukcji L zezwoju komutowanego, przy czym oblicza się go z oporności magnetycznej, jaką obwód przedstawia dla strumienia stałego w czasie. Przy bardzo szybkich zmianach prądu $\frac{di}{dt}$ powstają znaczne prądy wirowe szczególnie w częściach masywnych biegunów i jarzma, a także i w samych przewodach uzwojenia. Te prądy wirowe zmniejszają indukcyjność L tym bardziej, im wyższe wartości przyjmuje $\frac{di}{dt}$. Trudno jest określić, w jakim stopniu zmniejsza się L przy komutacji prostoliniowej, w każdym jednak razie przy komutacji opóźnionej czy przyspieszonej chwilowe zmniejszenie L jest wydatniejsze. Gdy $\frac{di}{dt} \rightarrow \infty$

wówczas $L = 0$, nie trzeba się więc obawiać, aby wyrażenie $\frac{R_b \cdot T}{L}$ przyjęło wartość mniejszą od jedności, sprzeciwiają się temu prądy wirowe. Sama przyroda nie dopuszcza do powstania gęstości prądu nieskończenie wielkiej, podobnie jak niemożliwym jest, by ciało posiadające masę poruszało się z prędkością nieskończenie wielką.

Na rysunku 4, przedstawiającym komutację opóźnioną, widoczny jest charakterystyczny dla większości zdejmowanych oscylogramów, nawet przy opóźnionej komutacji, języczek w dolnej części oscylogramu świadczący o nagłym przyśpieszeniu przebiegu (a więc o gwałtownym zmniejszeniu stałej czasowej) pod koniec okresu komutacji.



Rys. 4. Oscylogram komutacji opóźnionej. Prądnica bocznikowa 6,3 kW
230 V 1500 ob/min

Wymienione poprzednio założenia są słabą stroną klasycznej teorii komutacji. Niemniej jednak przyczyniła się ona w dużej mierze do wyjaśnienia skomplikowanego zjawiska komutacji i stworzyła podstawy do wyprowadzenia wzorów dla praktycznego jej obliczania, a tym samym do rozwoju techniki budowy maszyn prądu stałego.

Formuła Pichelmejera używana powszechnie do obliczenia komutacji przy projektowaniu maszyn opiera się w zasadzie na klasycznej teorii komutacji. Dla praktycznego obliczania maszyn nie jest potrzebne obliczenie przebiegu czasowego prądu w zezwoju komutowanym, chodzi tylko o określenie warunków, w jakich może zachodzić komutacja beziskrowa. Pichelmeyer wychodząc z założenia, że beziskrową komutację zabezpiecza prostoliniowy przebieg prądu, określił wielkość napięcia reaktywnego (SEM-nej pochodzącej od samoindukcji i indukcji wzajemnej), jakie powstaje w zezwoju zwartym w wypadku idealnej prostoliniowej komutacji. Wytworzenie w tym zezwoju SEM-nej rotacji (pochodzącej od pola biegunów pomocniczych), znoszącej napięcie reaktywne, ma zabezpieczyć prostoliniową komutację beziskrową. Wadę tej metody obliczania komutacji stanowi założenie równowagi między SEM rotacji i SEM samoindukcji, która praktycznie nie da się zrealizować, oraz przyjęcie, iż komutacja prostoliniowa stwarza optymalne warunki komutacji beziskrowej. W warunkach rzeczywistych indukcja pola biegunów pomocniczych nie jest stałą w czasie, lecz waha się z częstotliwością żłobkową powodując znaczne odstępstwa od przebiegu prostoliniowego prądu, w następstwie czego powstają w kontakcie szczotkowym wahania napięcia i gęstości prądu. Jest też niemożliwą rzeczą wytworzenie takiego pola biegunów

pomocniczych, jakiego wymaga komutacja prostoliniowa, gdyż oddziaływanie twornika powoduje zniekształcenie tego pola w strefie neutralnej. Wszystko to jest przyczyną istnienia w obwodzie komutowanym niewyównanych napięć, które z kolei wywołują szkodliwe dla pracy szczotek dodatkowe prądy zwarcia. Prądy te po przekroczeniu granicznej wartości powodują szkodliwe iskrzenie (w pewnych granicach drobne „krótkie“ iskrzenie pod szczotkami nie jest ani dla komutatora, ani dla pracy szczotek szkodliwe lub niebezpieczne). Ta granica, od której zaczyna się szkodliwe iskrzenie, zależy od materiału szczotki, jak również od okładu prądowego (AS) maszyny. Zaletą szczotki węglowej jest stosunkowo wysokie napięcie przejścia (zależne od gatunku szczotki), które działa dławiająco na dodatkowe prądy zwarcia.

Formuła Pichelmeyera — mimo że opiera się na niezgodnych z rzeczywistością warunkami założeniach — znalazła dzięki swej prostocie szerokie zastosowanie w praktyce. Podaje ona wzór na wielkość napięcia reaktywnego:

$$e_s = 2 \cdot v \cdot z \cdot AS \cdot 1 \cdot \zeta \cdot 10^{-8} \text{ V}$$

Wzór ten zawiera tylko jedną wielkość doświadczalną ζ określaną jako współczynnik Hobarta (jest to całkowita indukcyjność zwoju komutowanego odniesiona do 1 cm długości twornika). Ta dość skomplikowana wielkość fizykalna ujmuje wpływ samoindukcji zezwoju zależnej od wymiarów żłobka, od sposobu ułożenia prętów w żłobku, wpływu indukcyjności wzajemnej sąsiednich zezwojów. Określona przez Pichelmeyera w granicach 5—8 jest przyjmowana dla danej maszyny jako stała, jakkolwiek doświadczenie wykazuje, że ulega zmianom zależnym od wielu czynników.

Przy określeniu dobroci komutacji z punktu widzenia problemu szczotkowego należy wziąć pod uwagę, że wielkość współczynnika ζ jest miarą dobroci komutacji ściśle związaną nie tylko z danym uzwojeniem i obwodem magnetycznym maszyny, lecz również z gatunkiem szczotki. Użycie innego gatunku szczotki — jak przekonano się o tym doświadczalnie — powoduje zmianę wartości ζ . To stwierdzenie należy mieć na uwadze, szczególnie w maszynach dużych, gdzie każda zmiana gatunku szczotki pociąga za sobą odpowiednią zmianę indukcji biegunów pomocniczych.

Dziś można uważać, że matematyczna teoria przebiegu komutacyjnego mająca na celu obliczenie czasowego przebiegu prądu w zezwoju komutowanym oraz wyznaczenie warunków dla takiej krzywej prądu, jaka zapewniałaby beziskrową komutację, jest problemem zamkniętym. Okazało się mianowicie, że na przebieg komutacji ma wpływ cały szereg czynników, których ujęcie matematyczne jest niemożliwe, a wprowadzenie założeń upraszczających daje wyniki niezgodne z rzeczywistością.

Analiza matematyczna wskazała między innymi na rolę, jaką w tym procesie odgrywa szczotka, od której jakości w dużej mierze zależy dobroć komutacji. Mimo że zastosowanie biegunów pomocniczych i uzwojenia kompensacyjnego dało szansę opanowania problemu komutacji, jednak często, nawet przy najbardziej właściwym doborze warunków magnetycznych, pojawia się iskrzenie, którego przyczyna leży w szczotkach. Badania w dziedzinie komutacji przeniosły się z problemów dotyczących teorii krzywych komutacji na problemy kontaktu szczotkowego, wkraczając na drogę doświadczalną. Liczne prace badawcze na ten temat pozwoliły na częściowe wyjaśnienie skomplikowanego mechanizmu kontaktu, w całości jednak problem ten jest nadal otwarty. Rozpatrując komutację od strony problemu szczotkowego zajmujemy się nie tyle krzywą przebiegu komutacyjnego, co przede wszystkim wpływem właściwości mechanicznych i elektrycznych na pracę kontaktu, na zdolność dławienia przez szczotkę dodatkowych prądów zwarcia. Badania w tym zakresie mogą przynieść pożytek praktyczny zwłaszcza obecnie przy uruchomieniu w Polsce produkcji szczotek krajowych.