

ВЪЗБУДИТЕЛИ НА БЯГАЩО МАГНИТНО ПОЛЕ ЗА ВИХРОВИ МАШИНИ

Константин Тричков, Константин Костов

Минно-геоложки университет „Св. Иван Рилски“, 1700 София, E-mail: ccostow@yahoo.com

РЕЗЮМЕ. Изчислява се магнитният интензитет в работния обем на различни видове линейни възбудители на бягащи магнитни полета, задвижващи феромагнитни работни частици за интензифициране на технологични процеси. Основно изискване за оптималното протичане на такива процеси е хомогенността на полето в отсъствие на работните частици. Изследването се извършва чрез уравненията на Лаплас по отношение на скаларния магнитен потенциал. Получените резултати дават възможност за електромагнитно изчисляване на възбудителите и за сравняване на тяхната ефективност при постигането на необходимите характеристики на полето.

TRAVELLING MAGNETIC FIELD EXCITERS FOR VORTEX MACHINES

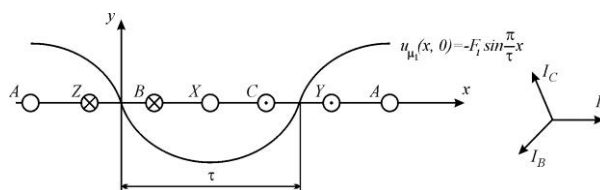
Konstantin Trichkov, Konstantin Kostov

University of Mining and Geology "St. Ivan Rilski", 1700 Sofia, E-mail: ccostow@yahoo.com

ABSTRACT. Magnetic intensity in the working volume of various kind of travelling magnetic field exciters that drive ferromagnetic working particles for intensification of industrial processes is calculated. Principal requirement of optimal process flow is the field uniformity in absence of the working particles. The investigation is carried out by means of Laplace's equation toward the scalar magnetic potential. The results obtained provide a possibility for electromagnetic calculation of exciters and to compare their efficiency about achieving the necessary field features.

В някои публикации и патенти се описват устройства за технологична обработка на материали с помощта на въртящи се магнитни полета (вихрови машини), задвижващи множество работни феромагнитни частици, в които възбудителят представлява един или два статора на линейен асинхронен двигател (Ta-Hsin et al., 2004; Jones, 2006). Липсва обаче информация за изследвания на магнитното поле на възбудителите, както и за обосновка на начина на свързване на намотките на двата статора. В настоящата работа се разглеждат възможните конструкции на възбудители на бягащо (в глобален смисъл) поле, което се изследва при следните допускания:

1. Повърхнината на възбудителя е гладка и непрекъсната, без зъби и канали;
2. Токовете са съсредоточени по пресечниците на повърхнината на индуктора с равнини, перпендикулярни на нея, минаващи по надлъжните оси на съответните реални канали.
3. Магнитната проницаемост на магнитопровода на възбудителя е безкрайна.
4. Магнитното поле е квазистационарно.
5. Приема се, че индукторът е с безкрайна ширина. По този начин се елиминират влиянието на челните съединения и краевите ефекти в аксиално направление. Полето се разглежда като плоскопаралелно.
6. Приема се, че индукторът е с безкрайна дължина. Следователно се пренебрегват краевите ефекти, дължащи се на крайната дължина на индуктора (ефект на краищата) (Насар и др., 1981; Ямамура, 1983).



Фиг. 1. Едностаторен линейен индуктор

Едностаторен индуктор

Нека координатната система xOy е разположена така, че оста x е по повърхнината на статора, а оста y – по оста на фазната намотка с нулев начален ток A , фиг. 1. Чрез закона за пълния ток се намира м.д.н., а оттам – магнитният потенциал по повърхнината на статора $u_\mu(x, 0)$, като се приема, че $u_\mu(0, 0) = 0$. За момента $t = 0$, y е ос на симетрия на еднакви по големина и посока токове. Следователно векторът на полето е перпендикулярен на нея и тя е екипотенциална линия. Поради това $u_\mu(0, y) = 0$. За същия момент линията $x = \tau/2$ е ос на огледална симетрия (спрямо нея са симетрично разположени токове с противоположни стойности). Затова $\left(\frac{\partial u_\mu}{\partial x}\right)_{x=\tau/2} = 0$. При тези смесени гранични условия се решава уравнението на Лаплас в Декартова система:

$$\frac{\partial^2 u_\mu}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u_\mu}{\partial y^2} = 0. \quad (1)$$

Процедира се по метода на Фурие и след определянето на потенциала, за интензитета в произволен момент се намира, (Костов, 2007)

$$\begin{aligned} H_x &= \pm \sum_{v=1}^{\infty} H_v \cos\left(\omega t \mp v \frac{\pi}{\tau} x\right) \exp\left(-v \frac{\pi}{\tau} y\right), \\ H_y &= \sum_{v=1}^{\infty} H_v \sin\left(\omega t \mp v \frac{\pi}{\tau} x\right) \exp\left(-v \frac{\pi}{\tau} y\right), \end{aligned} \quad (2)$$

където

$H_v = \sqrt{2} k_{wv} A$ е модулът на вектора на v -тия хармоник на полето;

v е нечетно, а за трифазна машина – и некрратно на три цяло число.

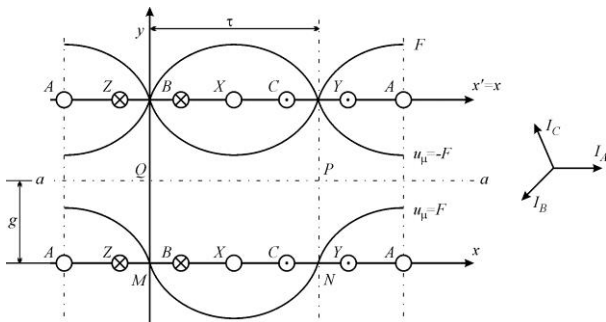
Формули (2) показват, че векторът на v -тия хармоник на полето във фиксирана точка е кръгово въртящ с честота на въртене $\pm \omega$. Както се вижда, честотата на въртене е с различна посока за правите и обратните хармоници, но не зависи нито от номера на хармоника, нито от броя на полюсите, а само от честотата на захранващото напрежение. От (2) следва, че полето на всички хармоници е нехомогенно, като намалява с отдалечаването от индуктора по експоненциален закон.

Полето на v -тия хармоник е бягащо дотолкова, доколкото картината му се премества по оста x със скорост

$$\dot{x}_v = \pm \frac{\omega \tau}{v \pi} = \pm \frac{2 f \tau}{v}.$$

Двустаторен индуктор

Сериозна слабост на разглежданата магнитна система е бързото намаляване на полето при увеличаване на ординатата. До известна степен това се избягва при двустаторен индуктор. Първо ще бъде разгледан случаят, в който двата статора създават съпосочни полета.



Фиг. 2. Двустаторен индуктор за съпосочни полета

Разполагаме оста y така, че да съвпада с оста на фаза A , чийто ток в началния момент $t = 0$ е равен на нула; оста x е по повърхнината на долния статор, фиг. 2. Приемаме, че **токовете с равни абсциси в двата статора са равни по големина и посока**. Фазите в двата статора следват отляво надясно в реда A, B, C . Следователно м.д.н. на всеки от статорите е

$$F = \sum_{v=1}^{\infty} F_v \sin\left(\omega t \mp v \frac{\pi}{\tau} x\right),$$

$$\text{където } F_v = \frac{m \sqrt{2}}{\pi} \frac{w k_{wv}}{v p} I = \frac{\sqrt{2}}{2 \pi} \frac{k_{wv}}{v p} A l.$$

По повърхнината на горния статор потенциалът е $u_\mu = -F$, а по долния $u_\mu = F$. Скоростта на вълната на v -тия хармоник на потенциала е

$$\dot{x}_v = \pm \frac{\omega \tau}{v \pi} = \pm \frac{2 f \tau}{v}.$$

По симетрични съображения приемаме, че по осевата линия $a-a$ на активния обем потенциалът е нулев. По същите съображения е достатъчно да се разгледа полето само в правоъгълника $MNPQ$. В момента $t = 0$ оста y е ос на симетрия на еднакви токове за $y = 0$ и за $y = g$. Поради това навсякъде по нея компонентата на полето $H_y(0, y) = 0$. Като вземем предвид и необходимостта от непрекъснатост на потенциала се приема, че по линията MQ (а поради съществуващата периодичност – и по PN), $u_\mu = 0$. И така, в момента $t = 0$

$$\begin{aligned} u_\mu(0, y) &= 0, & u_\mu(\tau, y) &= 0, \\ u_\mu(x, g) &= 0, & u_\mu(x, 0) &= \sum_{v=1}^{\infty} F_v \sin\left(\mp v \frac{\pi}{\tau} x\right). \end{aligned} \quad (3)$$

При тези условия трябва да се реши задачата на Дирихле за уравнението на Лаплас (1).

По метода на Фурие представяме както по-горе решението, равно на произведението от две функции:

$$u_\mu = X(x)Y(y).$$

Окончателният вид на магнитния потенциал в правоъгълника $MNPQ$ за произволен момент е

$$u_\mu(x, y, t) = \sum_{v=1}^{\infty} \frac{F_v}{\text{sh } v \frac{\pi}{\tau} g} \sin\left(\omega t \mp v \frac{\pi}{\tau} x\right) \text{sh } v \frac{\pi}{\tau} (g - y). \quad (4)$$

В уравнение (4) участват само нечетните, некрратно на три хармоници.

Магнитният интензитет във всяка точка от правоъгълника $MNPQ$ е

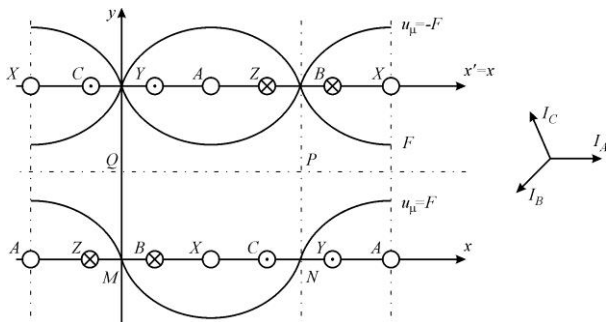
$$H_x = -\frac{\partial u_\mu}{\partial x} = \pm \sum_{v=1}^{\infty} H_v \cos\left(\omega t \mp v \frac{\pi}{\tau} x\right) \cdot sh v \frac{\pi}{\tau} (g-y), \quad (5)$$

$$H_y = -\frac{\partial u_\mu}{\partial y} = \sum_{v=1}^{\infty} H_v \sin\left(\omega t \mp v \frac{\pi}{\tau} x\right) \cdot ch v \frac{\pi}{\tau} (g-y),$$

$$\text{където } H_v = v \frac{\pi}{\tau} \frac{F_v}{sh v \frac{\pi}{\tau} g}.$$

При еднакво подреждане на фазите на двата статора, последните създават противоположни полета, ако **токовете с еднакви абсциси в тях са с противоположни стойности**, фиг. 3. В този случай потенциалите с еднакви абсциси по повърхнините на двата статора са еднакви по знак и големина. Анализът се извършва по същия начин, като се разглежда първо в момента $t=0$ полето в правоъгълник, аналогичен на $MNPQ$ от фиг. 2. Разликата е само в граничното условие по линията $y=g$. Вместо $u_\mu(x, g) = 0$, тук се приема

$$\left(\frac{\partial u_\mu}{\partial y}\right)_{y=g} = 0.$$



Фиг. 3. Двустаторен индуктор за противоположни полета

За произволен момент

$$u_\mu(x, y, t) = \sum_{v=1}^{\infty} \frac{F_v}{ch v \frac{\pi}{\tau} g} \sin\left(\omega t \mp v \frac{\pi}{\tau} x\right) \cdot ch v \frac{\pi}{\tau} (g-y).$$

Магнитният интензитет във всяка точка е

$$\begin{aligned} H_x &= \pm \sum_{v=1}^{\infty} H_v \cos\left(\omega t \mp v \frac{\pi}{\tau} x\right) \cdot ch v \frac{\pi}{\tau} (g-y), \\ H_y &= \sum_{v=1}^{\infty} H_v \sin\left(\omega t \mp v \frac{\pi}{\tau} x\right) \cdot sh v \frac{\pi}{\tau} (g-y), \end{aligned} \quad (6)$$

$$\text{където } H_v = v \frac{\pi}{\tau} \frac{F_v}{ch v \frac{\pi}{\tau} g}.$$

Ако съставните индуктори са с **еднакъв фазов ред** се установява, че с отдалечаване от статорите при съпосочни полета бързо намалява компонентата на полето по x , а

при противоположни – по y . По средата между двата статора съответната за дадения вид свързване компонента се анулира. Ето защо векторът на нито един хармоник на полето във фиксирана точка не е кръгово въртящ, а в голяма част от работния обем полето е силно елиптично.

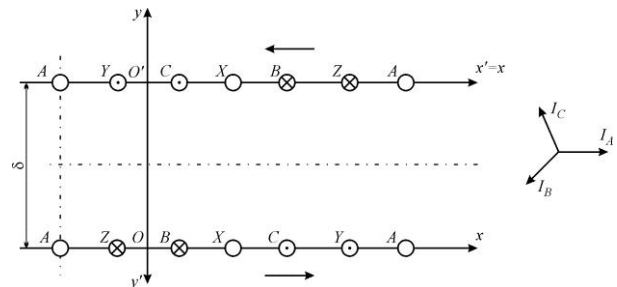
Двустаторният индуктор с **различен фазов ред**, т.е. за насрещно бягащи полета, е показан на фиг. 4. Оста y съвпада с оста на фаза A , чийто ток в началния момент е равен на нула. В горния статор фази B и C са разменени спрямо последните в долния, така че полето на основния му хармоник е ляво бягащо. Анализът се извършва поотделно за полетата на всеки от статорите и се прилага суперпозиция. Приема се, че повърхнината на статора, който в конкретния случай не е възбудител, е екипотенциална.

Разглежда се първо полето на долния статор в същата координатна система xOy . В момента $t=0$, както и по-горе, оста y е екипотенциална. Същевременно по повърхнината на долния статор

$$u'_\mu(x, 0) = \sum_{v=1}^{\infty} F_v \sin\left(\mp v \frac{\pi}{\tau} x\right), \quad \text{т.е.} \quad u'_\mu(0, 0) = 0.$$

Следователно потенциалът по оста y е нула. Същото се отнася за линията $y=\tau$, защото полето е периодично.

Поради непрекъснатостта на потенциала, той е равен на нула и по повърхнината на горния статор. По този начин са дефинирани гранични условия от I род за правоъгълник. Определя се потенциалът, а чрез него – интензитетът на долния статор, (Костов, 2007)



Фиг. 4. Двустаторен индуктор с различен фазов ред

$$\begin{aligned} H'_x &= \pm \sum_{v=1}^{\infty} H_v \cos\left(\omega t \mp v \frac{\pi}{\tau} x\right) \cdot sh v \frac{\pi}{\tau} (\delta-y), \\ H'_y &= \sum_{v=1}^{\infty} H_v \sin\left(\omega t \mp v \frac{\pi}{\tau} x\right) \cdot ch v \frac{\pi}{\tau} (\delta-y), \end{aligned} \quad (7)$$

$$\text{където } H_v = v \frac{\pi}{\tau} \frac{F_v}{sh v \frac{\pi}{\tau} \delta}.$$

Полето на горния статор се анализира аналогично в координатна система $x'O'y'$, фиг. 4, след което резултатът се трансформира в система xOy . Получава се

$$\begin{aligned}
 H_x'' &= \pm \sum_{v=1}^{\infty} H_v \cos\left(\omega t \pm v \frac{\pi}{\tau} x\right) \cdot sh v \frac{\pi}{\tau} y, \\
 H_y'' &= \sum_{v=1}^{\infty} H_v \sin\left(\omega t \pm v \frac{\pi}{\tau} x\right) \cdot ch v \frac{\pi}{\tau} y.
 \end{aligned}
 \tag{8}$$

При направените допускания условията са линейни и може да се приложи суперпозицията. Интензитетът в работното пространство на двустаторен индуктор с различен фазов ред е, (Костов, 2007)

$$\begin{aligned}
 H_x &= \pm \sum_{v=1}^{\infty} H_v \left[\cos\left(\omega t \mp v \frac{\pi}{\tau} x\right) sh v \frac{\pi}{\tau} (\delta - y) + \cos\left(\omega t \pm v \frac{\pi}{\tau} x\right) sh v \frac{\pi}{\tau} y \right], \\
 H_y &= \sum_{v=1}^{\infty} H_v \left[\sin\left(\omega t \mp v \frac{\pi}{\tau} x\right) ch v \frac{\pi}{\tau} (\delta - y) + \sin\left(\omega t \pm v \frac{\pi}{\tau} x\right) ch v \frac{\pi}{\tau} y \right].
 \end{aligned}$$

При сравняване на полетата на двустаторни индуктори с еднакъв и с различен фазов ред се установява (Костов, 2007), че при последния във всяка точка има относително близки по големина компоненти на интензитета по двете оси, дефазиран на $\pi/2$. Ето защо няма област от работния обем с пулсиращо или близко до пулсиращо поле – навсякъде полето е елиптично, близко до кръгово въртящо. При това тук максималното изменение на всяка от компонентите е много по-малко, ако се обхождат всички точки. Освен това, ако се вземат под внимание размерите на тялото по оста x , двете бягащи полета предизвикват

постъпателно движение на центъра на тежестта му. Под линията $y = \delta/2$ дясно бягащото поле е по-силно и движението е в посока $+x$, над нея ляво бягащото поле води до преместване в обратната посока. Технологичният ефект е положителен, защото така се постига по-добро хомогенизиране на обработваемия материал. Затова се прилагат предимно двустаторни индуктори и то изключително с различен фазов ред.

Получените резултати дават възможност за електромагнитно изчисляване на възбудителите и за сравняване на тяхната ефективност при постигането на необходимите характеристики на полето.

Литература

- Костов, К. 2007. Магнитно поле, параметри и електромагнитно оразмеряване на вихрова машина. Дис. за н. и обр. ст. „доктор“. МГУ „Св. И. Рилски“, София, 2007, 185 с.
- Насар, С. А., И. Болдеа. 1981. *Линейные тяговые электрические машины*. М., Транспорт, 175 с.
- Ямамура, С. 1983. *Теория линейных асинхронных двигателей*. Л., Энергоатомиздат, 179 с.
- Jones, T. B. 2006. *Electromechanics of particles*. Cambridge Univ. Press.
- Ta-Hsin, Ch., W. Lee, L. Chen. 2004. *Method and device for grinding particulates*. USA Patent № 6719610.

Препоръчана за публикуване от
Катедра „Електротехника“, МЕМФ