

УДК: 621.317.39

## ДАТЧИК ЛИНЕЙНЫХ ПЕРЕМЕЩЕНИЙ С ПОВЫШЕННЫМИ ХАРАКТЕРИСТИКАМИ ИЗМЕРИТЕЛЬНОГО СИГНАЛА

**Петров А.Б.**, д.т.н., проф., E-mail: petrov@mirea.ru

**Лотоцкий В.Л.**, д.т.н., проф., E-mail: lototsky@mirea.ru

**Лузинский В.Т.**, к.т.н., доцент, E-mail: luzinskiy@mirea.ru

МГТУ МИРЭА, Москва.

**Аннотация.** В данной статье объектом исследования является унифицированный вариант специализированного датчика линейных перемещений. С целью получения прецизионных свойств датчика рассматриваются вопросы анализа составляющих возбуждающего магнитного поля, формирующих измерительный сигнал и его погрешность.

**Ключевые слова:** датчик, перемещение, специализация, унификация, магнитное поле, измерительный сигнал, погрешность

## LINEAR POSITION DETECTOR WITH INCREASED CHARACTERISTICS OF THE MEASURE SIGNAL

**Petrov A.B.**, D.ofSsi. (Tech.), prof., E-mail: petrov@mirea.ru

**Lototsky V.L.**, D.ofSsi. (Tech.), prof., E-mail: lototsky@mirea.ru

**Luzinskiy V.T.**, PhD, E-mail: luzinskiy@mirea.ru

MSTU MIREA, Moscow, Russia

**Abstract.** In this paper, the object of study is the unified version of the specialized linear encoder. In order to obtain high-precision sensor properties discusses the analysis is exciting magnetic field, forming the measuring signal and its error.

**Key words:** sensor, movement, specialization, standardization, the magnetic field measurement signal, the error

### Введение

Для измерения линейных перемещений в технике достаточно часто использовались датчики электромашинного типа [3]. Они обладали высокой надежностью, однако не позволяли обеспечить прецизионные свойства измерительного процесса. Работа над этим типом устройств в силу трудностей теоретического характера долгие годы не давала желаемого результата. Первые обнадеживающие результаты были получены и развиты в [1],[2]. В [1] были теоретически сформулированы предпосылки дальнейшего качественного совершенствования специализированных датчиков линейных перемещений.

### 1. Анализ состава поля возбуждения

Подробный анализ, проведенный в [1], показал, что поперечные проводники обмотки возбуждения, являясь активными, формируют полюсы возбуждающего

магнитного поля, а продольные проводники обмотки в этом процессе играют пассивную роль и лишь в некоторых случаях могут быть источником появления методической погрешности. Поэтому за основу анализа гармонического состава результирующего поля возбуждения должна быть принята математическая модель, разработанная в [1] для системы поперечных проводников.

Графики магнитного поля, построенные по этой модели, наглядно показывают, что в структуре магнитного поля имеется переменноплюсовая составляющая, которая является носителем измерительной информации, и монотонная составляющая одного знака вдоль всей линейки, которая отображается квазинулевой линией и является носителем методической погрешности. Кривизна квазинулевой линии приводит к увеличению реального полупериода волны поля по сравнению с теоретическим, определяемым расстоянием между центрами смежных плоских проводников обмотки вдоль линейки. Поэтому пробный виток, имеющий шаг, равный теоретическому полупериоду, будет реагировать на наличие изменения квазинулевой линии не только возбуждением дополнительных гармоник достаточно высокого порядка, но и количественным изменением уже имеющихся гармоник. Все это требует тщательного анализа как в отношении каждой отдельной волны поля, так и группы волн, определяемой количеством проводников обмотки возбуждения, электромагнитно связанных с проводниками вторичной (сигнальной) обмотки датчика.

В качестве модели для проведения данного анализа целесообразно использовать математический аппарат рядов Фурье применительно к части кривой магнитного поля возбуждения, представляемой в этом случае в качестве бесконечно протяженной.

Пусть период разложения функции  $\Delta x$  охватывает любое количество волн поля (рис.1), когда начало этого периода имеет ординату  $\dot{x}_0$ , а его конец –  $\dot{x}_0 + \Delta \dot{x}$ . Полагаем этот период в радианной мере равным  $2\pi$ . Тогда основная угловая частота, соответствующая данному периоду, будет определяться из соотношения

$$\omega = \frac{2\pi}{\Delta x} \quad (1)$$

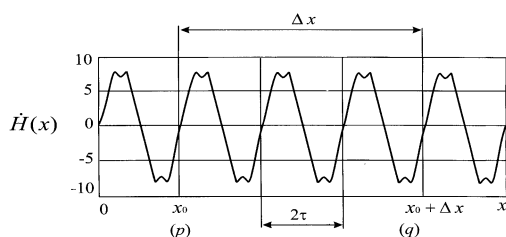


Рис. 1. К выводу формул гармонического анализа периодической функции  $H(x)$

Так как линейный размер измерительной линейки представлен в относительной форме (отнесенный к полюсному делению  $\tau$ ), то номер проводника в начале и в конце периода разложения будет отображать соответствующую координату вдоль оси  $X$ . Если  $\dot{x}_0 = p$  и  $\dot{x}_0 + \Delta\dot{x} = q$ , то  $\Delta\dot{x} = q - p$  и тогда

$$\omega = \frac{2\pi}{q - p} \quad (2)$$

Учитывая (1) и (2), получим общее выражение для разложения в ряд Фурье функции

$$\begin{aligned} \dot{H}(\dot{x}) &= \dot{H}_0 + \sum_{k=1}^{\infty} (\dot{H}_{1k} \cos k\omega\dot{x} + \dot{H}_{2k} \sin k\omega\dot{x}) = \\ &= \dot{H}_0 + \sum_{k=1}^{\infty} \left[ \dot{H}_{1k} \cos \left( k \frac{2\pi}{q-p} \dot{x} \right) + \dot{H}_{2k} \sin \left( k \frac{2\pi}{q-p} \dot{x} \right) \right] \end{aligned} \quad (3)$$

где

$$\dot{H}_{1k} = \frac{2}{\Delta\dot{x}} \int_{\dot{x}_0}^{\dot{x}_0 + \Delta\dot{x}} \dot{H}(\dot{x}) \cos k\omega\dot{x} d\dot{x} = \frac{2}{q-p} \int_p^q \dot{H}(\dot{x}) \cos \left( k \frac{2\pi}{q-p} \dot{x} \right) d\dot{x} \quad (4)$$

$$\dot{H}_{2k} = \frac{2}{\Delta\dot{x}} \int_{\dot{x}_0}^{\dot{x}_0 + \Delta\dot{x}} \dot{H}(\dot{x}) \sin k\omega\dot{x} d\dot{x} = \frac{2}{q-p} \int_p^q \dot{H}(\dot{x}) \sin \left( k \frac{2\pi}{q-p} \dot{x} \right) d\dot{x} \quad (5)$$

В выражениях (4) и (5) число  $q - p/2$  должно быть целым, а число  $q - p$  также должно быть целым, но четным. Числа  $p$  и  $q$  определяются номерами проводников, в пределах которых производится разложение кривой результирующего поля.

Для периодичности разложения, создаваемой номерами проводников, следует учитывать тот факт, что основная (главная в измерительном процессе) гармоника соответствует частоте в  $q - p/2$  раз выше, чем частота гармоники, получающейся при  $k = 1$ . То есть ее номер в этом случае будет

$$N_1 = \frac{q - p}{2} \quad (6)$$

если разложение проводить по выражениям (4) и (5).

Соответствующими номерами будут:

$$\begin{array}{l}
 \text{– для третьей гармоники –} \\
 \text{– для пятой гармоники –} \\
 \text{– для седьмой гармоники –}
 \end{array}
 \begin{array}{l}
 N_3 = 3 \cdot \frac{q-p}{2} \\
 N_5 = 5 \cdot \frac{q-p}{2} \\
 N_7 = 7 \cdot \frac{q-p}{2}
 \end{array}
 \left. \vphantom{\begin{array}{l} N_3 \\ N_5 \\ N_7 \end{array}} \right\} \quad (7)$$

Таким образом, если в функциях по (4) и (5) аргументы уменьшить в  $q - p/2$  раз, то порядок, определяемый номером  $k$  будет точно соответствовать номеру гармоники.

Учитывая сказанное, получим

$$\dot{H}_{1k}(\dot{x}) = \frac{2}{q-p} \int_p^q \dot{H}(\dot{x}) \cos(k\pi \dot{x}) d\dot{x} \quad (8)$$

$$\dot{H}_{2k}(\dot{x}) = \frac{2}{q-p} \int_p^q \dot{H}(\dot{x}) \sin(k\pi \dot{x}) d\dot{x} \quad (9)$$

Порядки дробных гармоник, если они вообще будут иметь место, следует полагать равными

$$k = \frac{2}{q-p} n \quad (10)$$

Если в (8) подставить  $k=0$  и результат разделить на 2, то получим формулу для расчета величины постоянной составляющей разложения

$$\dot{H}_0 = \frac{1}{q-p} \int_p^q \dot{H}(\dot{x}) d\dot{x} \quad (11)$$

представляющей собой среднее значение функции  $\dot{H}(\dot{x})$  на периоде разложения между проводниками с номерами  $p$  и  $q$ .

Для построения графика квазиулевой линии следует вычислять средние значения для каждой волны в отдельности. Например, для  $\dot{x} = 1$  нужно определять интеграл по (11) в пределах (0, 2), для  $\dot{x} = 2$  в пределах (1, 3), а в случае  $\dot{x} = p + 1$  соответственно в пределах ( $p$ ,  $p + 2$ ). Тогда для этого вида вычислений выражение (11) преобразуется к виду

$$\dot{H}_0 = \frac{1}{2} \int_p^{p+2} \dot{H}(\dot{x}) d\dot{x} \quad (12)$$

Полученные выше выражения (8) - (12) представляют собой математическую модель для проведения гармонического анализа магнитного поля возбуждения

измерительной линейки. Эта модель пригодна для анализа как одиночной волны поля, так и любой группы волн в любом конкретном месте измерительной линейки, определяемом номерами проводников, ограничивающих период разложения.

Результаты гармонического анализа магнитного поля линейки, сформированного по модели из [1], представлены графиками зависимостей амплитуд наиболее важных 1-й, 3-й, 5-й и 7-й гармоник поля в функции от коэффициента полюсного перекрытия  $\alpha$  для различных значений воздушного зазора. При этом  $\alpha$  изменяется от минимального значения, равного 0,1, когда проводник можно считать практически нитевидным, до максимального значения, равного 0,9. Воздушный зазор в этом случае принимается равным  $\dot{y} = 0,1; 0,2; 0,3$ . Минимальное значение ( $\dot{y} = 0,1$ ) соответствует случаю практически достижимого минимального воздушного зазора, когда еще не могут возникать касания плоских проводников первичной и вторичной обмоток. Это значение целесообразно принять за базовую величину, относительно которой можно будет рассматривать все изменения магнитных величин, вызванные изменением (увеличением) воздушного зазора.

Проанализируем особенности этих графических зависимостей. На рис. 2 приведены зависимости изменения амплитуды основной (первой) гармоники в функции от  $\alpha$ . Эти зависимости показывают, что с увеличением  $\alpha$  от 0,1 до 0,9 амплитуда монотонно уменьшается к концу интервала примерно на 30% от своего первоначального значения (при  $\alpha = 0,1$ ). Эта пропорция (подобие) сохраняется при переходе от одного значения воздушного зазора к другим значениям. Аналогичное явление имеет место и в случае других (высших) гармоник.

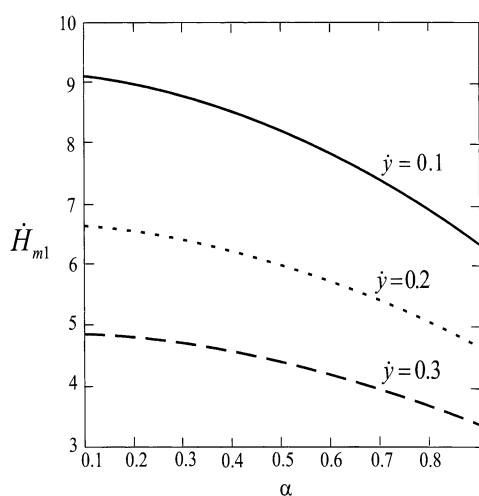


Рис. 2. Изменение амплитуды основной (первой) гармоники поля линейки

Наличие подобия зависимостей амплитуд основной и высших гармоник от  $\alpha$ , полученных для различных значений зазора, является важной отличительной

особенностью данного преобразовательного процесса.

Зависимости изменения амплитуды 3-й гармоники поля, приведенные на рис. 3, показывают, что в соответствии с принципом подобия все зависимости (при разных значениях  $\dot{y}$ ) проходят через одну узловую точку  $\alpha = 2/3$ , когда амплитуды принимают нулевое значение.

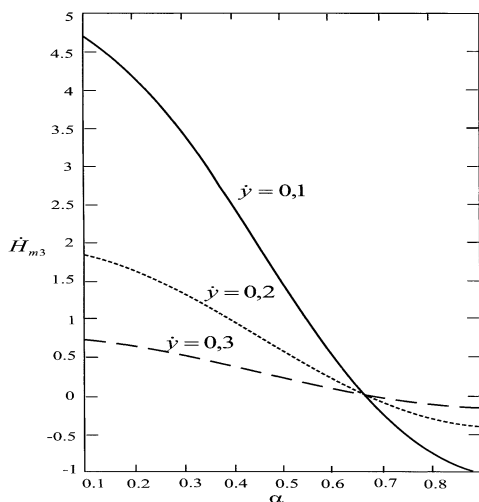


Рис. 3. Изменение амплитуды третьей гармоники поля линейки

Для 5-й гармоники, зависимости которой приведены на рис. 4, на интервале изменения  $\alpha$  от 0,1 до 0,9 имеют место две узловые точки  $\alpha = 2/5$  и  $\alpha = 4/5$ , в которых амплитуды обнуляются.

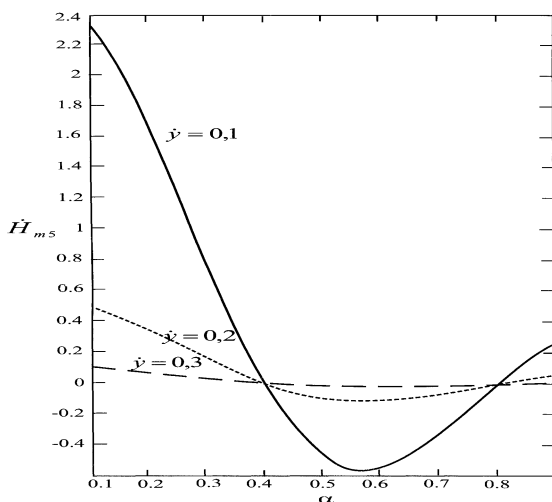


Рис. 4. Изменение амплитуды пятой гармоники поля линейки

Для 7-й гармоники (рис. 5) точки обнуления амплитуд соответствуют следующим значениям  $\alpha = 2/7$ ,  $\alpha = 4/7$  и  $\alpha = 6/7$  (три узловые точки).

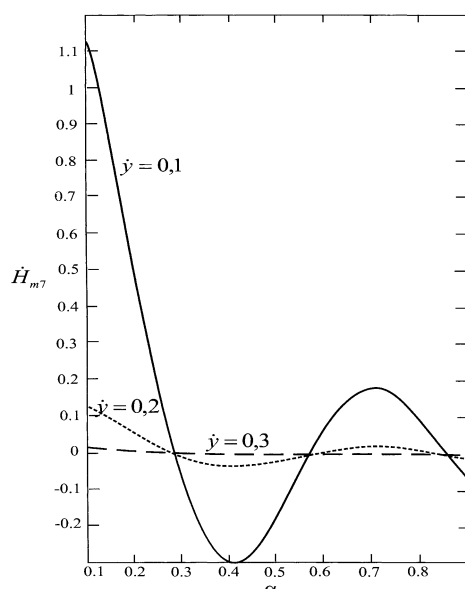


Рис. 5. Изменение амплитуды седьмой гармоники поля линейки

Важная особенность, касающаяся всех без исключения гармоник поля, включая и основную, заключается в том, что с увеличением  $\alpha$  максимальные (по абсолютному значению) величины амплитуд гармоник уменьшаются по закону, приближающемуся к экспоненциальному. Эта зависимость особенно наглядно видна на примере 7-й гармоники (рис.5). Причем это затухание тем значительнее, чем выше порядок рассматриваемой гармоники. Отсюда следует важный вывод, касающийся учета влияния величины  $\alpha$  на формирование синусоидальной картины магнитного поля линейки с минимально возможным содержанием высших гармоник.

Перейдем теперь к вопросу, касающемуся влияния изменения зазора на величину амплитуды соответствующей гармоники поля: 1-й, 3-й, 5-й или 7-й. Рассмотрение зависимостей, представленных на рис. 2 – 5 позволяет обнаружить лишь качественные изменения, связанные с увеличением зазора по сравнению с базовым значением  $\dot{y} = 0,1$ .

Для проведения количественного анализа введем понятие масштабного коэффициента, отражающего относительное изменение амплитуды гармоники поля  $k$ -го порядка при некотором зазоре  $\dot{y} > 0,1$  по сравнению со значением амплитуды этой гармоники в случае  $\dot{y} = 0,1$ , то есть

$$K_{mk}(\dot{y}) = \frac{\dot{H}_{mk}(\dot{y} > 0,1)}{\dot{H}_{mk}(\dot{y} = 0,1)}. \quad (13)$$

Отмеченный выше принцип подобия семейств графиков, приведенных на рис. 2 – 5, характеризуется независимостью масштабного коэффициента  $K_{mk}(\dot{y})$  от коэффициента полюсного перекрытия  $\alpha$ . Это подтверждают достаточно точные расчеты.

Масштабный коэффициент по (13) выступает в качестве коэффициента подобия указанных выше графиков. Поэтому достаточно для какой-либо гармоники иметь только один график изменения  $H_{mk}(\alpha)$  при  $\dot{y} = 0,1$ . Для получения графика при другом значении зазора  $\dot{y}$  необходимо ординаты исходного графика умножить на масштабный коэффициент, соответствующий этому зазору.

Используя данные расчета магнитного поля линейки по математической модели, были получены зависимости изменения масштабных коэффициентов для 1-й, 3-й, 5-й и 7-й гармоник поля в диапазоне  $0,1 < \dot{y} < 0,4$ . Эти зависимости приведены на рис.6.

Анализ графиков изменения масштабных коэффициентов (рис. 6) показывает, что с увеличением порядка гармоники увеличивается крутизна соответствующего графика. Это значит, что с увеличением зазора более резко уменьшается масштабный коэффициент этой гармоники и, следовательно, её амплитуда.

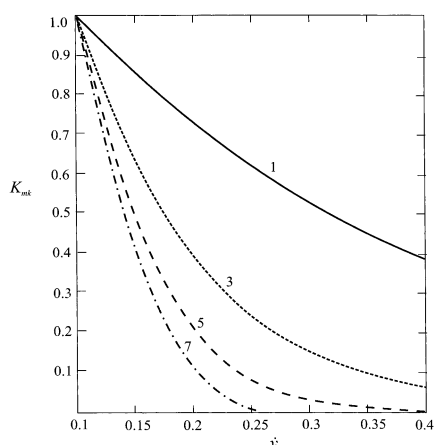


Рис. 6. Изменение масштабных коэффициентов гармоник от величины зазора  $\dot{y}$

## 2. Формирование поля квазинулевой линии

Рассмотрим более подробно вопрос формирования квазинулевой линии поля. Выше было получено выражение (12), позволяющее осуществить расчет и построение графика квазинулевой линии.

Результаты расчета квазинулевой линии магнитного поля линейки представлены графиками, изображенными пунктирными линиями на рис. 7 и 8. При этом графики рис. 7 относятся к начальной части линейки в интервале 10 – 50, а на рис. 8 – к средней части в интервале 50 – 125.



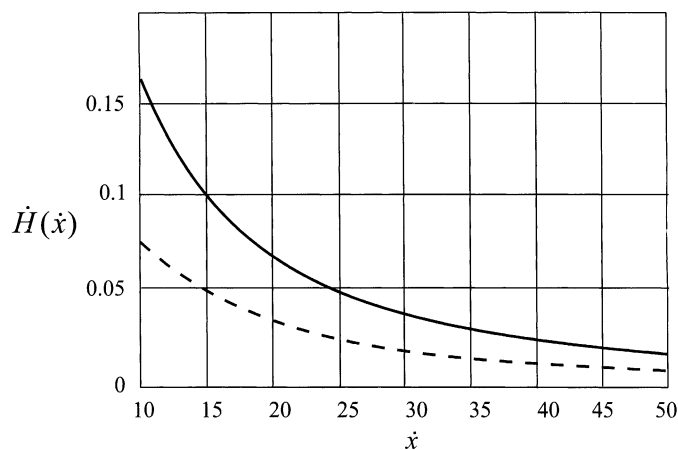


Рис. 7. Изменение квазиулевой линии (пунктир) в сравнении с графиком поля, созданного крайними проводниками на интервале 10–50

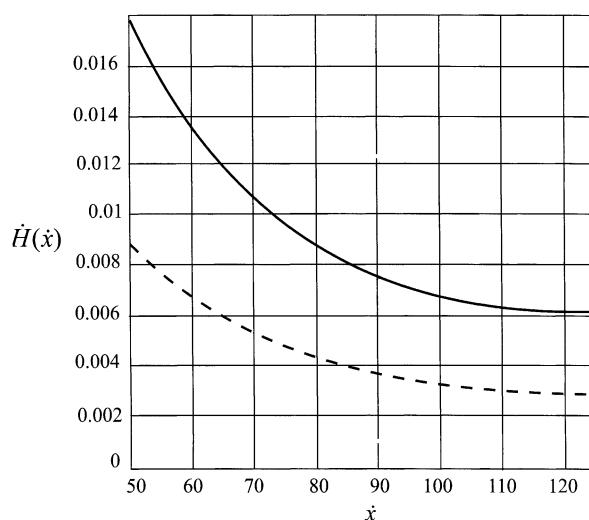
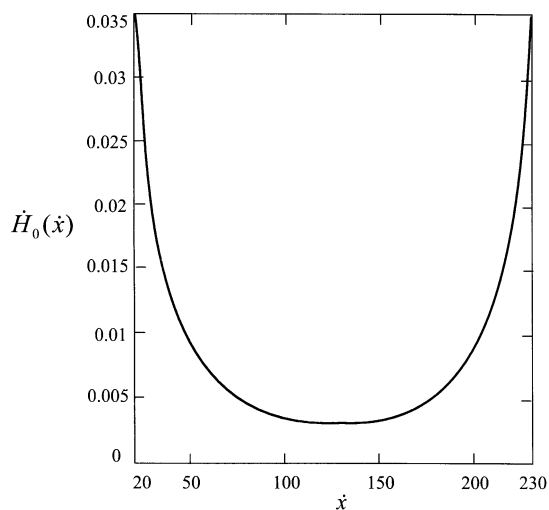


Рис. 8. Изменение квазиулевой линии (пунктир) в сравнении с графиком поля, созданного крайними проводниками на интервале 50–125

Чтобы наглядно показать характер гиперболической закономерности изменения квазиулевой линии, на рис. 7–8 для сравнения изображены сплошными линиями графики изменения вдоль линейки магнитного поля, созданного специально вычлененными из обмотки возбуждения крайними поперечными проводниками. Для строгости процесса сравнения полагаем, что по этим проводникам протекает ток, равный току обмотки возбуждения.

Сравнение графиков квазиулевой линии и кривой поля, созданного крайними проводниками линейки, показывает, что, начиная со второго проводника обе зависимости практически подобны, но ординаты квазиулевой линии примерно в два раза меньше ординат поля от крайних проводников. Поэтому, если уменьшить в два раза ординаты кривой поля от крайних проводников, то полученная новая графическая зависимость может служить моделью квазиулевой линии магнитного поля линейки. Точные расчеты показывают, что на интервале линейки от 20-го до 125-го проводника

погрешность уменьшается от 2% до 0,2% к середине линейки и затем монотонно возрастает до 2% на границе 230-го проводника. Кривая поля, моделирующая квазиулеву линию в рабочем диапазоне линейки от 20-го до 230-го проводника, приведена на рис. 9.



**Рис. 9. Модель квазиулеву линии поля линейки на интервале от 20-го до 230-го проводника**

Математическая модель линейки позволяет наиболее точно рассчитать как амплитуды высших гармоник, так и ординаты квазиулеву линии поля возбуждения. Наличие квазиулеву линии поля является причиной возникновения значительной методической погрешности, определяемой не только величиной ординат квазиулеву линии, но и их существенным изменением от середины линейки к ее краям, достигающим почти десятикратного значения. Фактор изменения ординат вдоль линейки сильно сказывается на всем измерительном процессе специализированного датчика.

Следует обратить внимание на достаточно точное моделирование квазиулеву линии поля линейки с помощью крайних (0-го и 249-го) проводников обмотки возбуждения, запитываемых половинным током в сравнении с током возбуждения. Это обстоятельство позволяет предположить возможность получения такого технического решения, при реализации которого можно существенно уменьшить не только ординаты квазиулеву линии, но и их изменение от середины к краям линейки.

### **3. Варианты технического решения конструкции линейки**

Возможны два варианта технического решения. Первый вариант предполагает применение так называемого компенсирующего витка, активные (поперечные) проводники которого располагаются поверх 0-го и 249-го проводников, а соединяющий их продольный проводник располагается на достаточном удалении от проводников обмотки возбуждения, чтобы не исказить общую картину поля. Переменный ток,

питающий виток должен быть равен примерно половине тока возбуждения по амплитуде и в противофазе к нему.

Второй вариант предполагает расщепление 0-го и 249-го проводников на два параллельных проводника, с помощью которых токи делятся пополам. Один из параллельных проводников располагается в активной зоне и участвует в формировании результирующего магнитного поля возбуждения линейки, а второй, располагаемый за её пределами, в этом формировании не участвует.

Оба технических решения абсолютно эквивалентны по своему действию (действию компенсации) на формирование поля, что приводит к значительному снижению ординат квазиулевой линии (примерно в 170 раз на краю линейки и в 30 раз в ее середине). Общее изменение ординат вдоль линейки на интервале от 20-го до 120-го проводника снижается с 10-кратного (случай без компенсации) до менее, чем 3-кратного (случай с компенсацией).

Сказанное иллюстрируется рис.10, где приведены графики квазиулевой линии для случаев выполнения обмоток возбуждения без применения компенсации (пунктирная линия) и с компенсацией (сплошная линия).

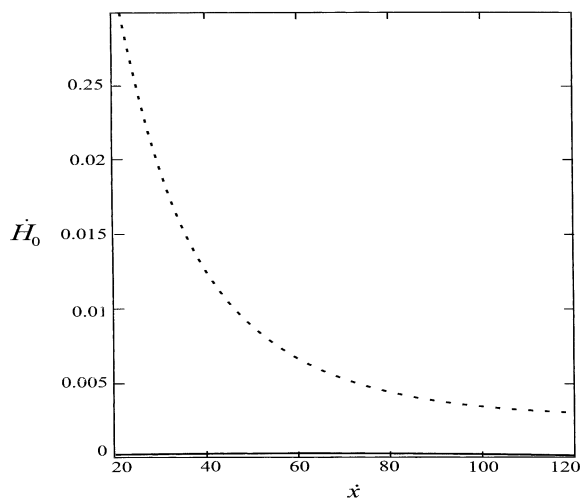


Рис. 10. Квазиулевые линии, полученные расчетным путем без применения компенсации (пунктир) и с компенсацией (сплошная линия)

Используя результаты гармонического анализа, выполненные по математической модели поля измерительной линейки, определим коэффициенты гармоник по формуле

$$K_{\Gamma} = \frac{\sqrt{\sum_{k=0}^{\infty} \dot{H}_{mk}^2}}{\dot{H}_{m1}} \quad (14)$$

где  $\dot{H}_{m1}$  – амплитуда первой (основной) гармоники поля,

$\dot{H}_{mk}$  – амплитуда гармоники  $k$ -го порядка при  $k \neq 1$ .

Результаты расчета по (14) представлены графическими зависимостями на рис. 11, которые характеризуют изменение коэффициента гармоник в функции от коэффициента полюсного перекрытия  $\alpha$  для различных значений воздушного зазора  $y$ . Эти зависимости, отображая погрешность измерительного преобразовательного процесса, имеют большое значение для постановки и проведения оптимального проектирования измерительного преобразователя линейных перемещений.

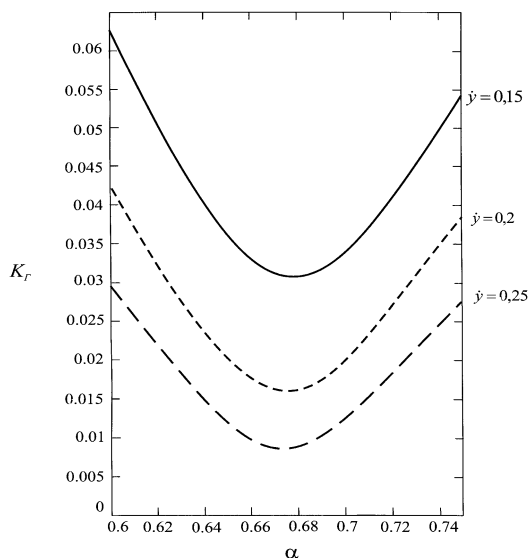


Рис. 11. Изменение коэффициента гармоник в функции коэффициента полюсного перекрытия  $\alpha$  для различных значений зазора  $y$

### Заключение

Для анализа гармонического состава поля возбуждения датчика принята математическая модель, разработанная для системы поперечных проводников измерительной линейки. Показана количественная связь самых значительных гармоник поля от геометрических параметров линейки.

Наличие квазиулевой линии поля возбуждения является причиной возникновения методической погрешности, которая тем значительнее, чем меньше длина измерительной линейки.

Для исключения искажающего влияния квазиулевой линии на измерительный процесс датчика в статье предлагаются варианты технического решения

### Список литературы

1. Лотоцкий В.Л., Лузинский В.Т. Инновационные предпосылки совершенствования специализированных индукционных датчиков линейных

перемещений.- Научно-технический журнал «Приборы». – 2009.-№7(109).

2. Лузинский В.Т. Моделирование магнитного поля возбуждения линейного индукционного преобразователя с плоскими многополюсными обмотками. (Рукоп. Деп. В Информэлектро, №2- эт04, М.2004.

3. Андреев Э.В., Королева Т.Д., Петропольский Н.В. Многополюсный измерительный преобразователь линейных перемещений электромашинного типа. – М.:МИРЭА.- 1982.