

Министерство образования и науки Украины

ХАРЬКОВСКИЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ АВТОМОБИЛЬНО-
ДОРОЖНЫЙ УНИВЕРСИТЕТ

БАТЫГИН ЮРИЙ ВИКТОРОВИЧ
СТРЕЛЬНИКОВА ВИКТОРИЯ АНАТОЛЬЕВНА

**ИНДУКЦИОННЫЙ НАГРЕВ И МАГНИТНО-ИМПУЛЬСНОЕ
ПРИТЯЖЕНИЕ ДЛЯ ПРОМЫШЛЕННЫХ ТЕХНОЛОГИЙ
СОВРЕМЕННОСТИ**

Монография

Харьков

2019

УДК
ББК

Разрешено к печати и в мир Ученым Советом ХНАДУ, протокол № 19/19/5.11 от 19 мая 2019 г.

Рецензенты: *В.Б. Финкельштейн*, д-р техн. наук, гл. науч. сотр.,
профессор кафедры энергоснабжения
и энергопотребления
(Харьковского национального университета городского хозяйства
им. А.Н. Бекетова)
А.В. Гнатов, д-р техн. наук, проф.
профессор кафедры автомобильной электроники
(Харьковского национального автомобильно-дорожного университета)
В. Ф. Болюх, д-р техн. наук, проф.
профессор кафедры общей электротехники
(Национального технического университета «Харьковского политехнического
института»)

Батыгин Ю.В., Стрельникова В.А.

Индукционный нагрев и магнитно-импульсное притяжение для промышленных технологий современности / Ю.В. Батыгин, В.А. Стрельникова – Х.: «Форт», 2019. – 162 с.
ISBN

В монографии обоснована эффективность систем индукционного нагрева индукторами с ферромагнитными сердечниками, а так же инструментов магнитно-импульсного воздействия с «прямым пропуском тока» через объект обработки. Получены аналитические выражения и численные оценки электромагнитных процессов в описанных системах. Приведены практические результаты экспериментальных исследований.

Предназначена для специалистов в области электромагнитных технологий.

Рис. 76. Табл. 2. Библиограф. назв. 185.

У монографії обґрунтована ефективність систем індукційного нагріву індукторами із ферромагнітними сердечниками, а також інструментів електромагнітного впливу із «прямим пропусканням струму» через об'єкт обробки. Отримані аналітичні вирази та чисельні оцінки електромагнітних процесів у описаних системах. Приведено практичні результати експериментальних досліджень.

Призначена для фахівців у галузі електромагнітних технологій.

Рис. 76. Табл. 2. Бібліограф. найм. 185.

УДК
ББК

ISBN

©Батыгин Ю. В., Стрельникова В. А., 2019
©ХНАДУ, 2019

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время техника на основе индукционного нагрева приобретает все большую популярность. Об этом свидетельствует количество исследований в научной периодике по всему миру, которое растет с каждым годом. Ее применяют не только в металлургии, как это было в начале 20 века, когда технология только развивалась, но и во многих других отраслях промышленности, здравоохранения, в бытовых целях. Она обладает рядом преимуществ над другими способами нагрева, представляет практический и коммерческий интерес, как для ученых, так и для производителей электротехнического оборудования. Индукционный нагрев обеспечивает быстрый, бесконтактный и наиболее эффективный нагрев проводников и диэлектриков, позволяет достичь высоких значений температур, вплоть до температур плавления обрабатываемых материалов, при этом сохраняя равномерное распределение необходимого уровня прогрева по объему заготовки. Достаточно перспективным методом усовершенствования инструментов индукционного нагрева является использование ферромагнитных сердечников, которые увеличивают интенсивность электромагнитных процессов в системе «индуктор – заготовка», что в свою очередь повышает производительность инструмента.

Методы притяжения заданных участков листовых металлов с использованием энергии импульсных магнитных полей для разного рода обрабатываемых технологий приобретают всё большую актуальность в различных отраслях промышленного производства.

Особое внимание привлекают разработки технологий удаления вмятин и выравнивания поверхностей листовых металлов при реставрации корпусов самолётов и автомобильных кузовов. В первом случае необходимость такой операции обусловлена нарушением аэродинамических характеристик летательного аппарата, вплоть до потери устойчивости в полёте, во втором, не только эстетическими соображениями, но зачастую и просто невозможностью дальнейшей эксплуатации транспортного средства с повреждённым кузовом.

В этой связи особый интерес представляют устройства, позволяющие производить реставрацию повреждений (вмятин) на поверхности с внешней стороны без разборки корпуса или кузова и, по возможности, без нарушения существующего защитного

покрытия. Данным требованиям отвечают предложения, например, американского концерна «Boeing Company», а также европейских фирм, лидирующих в области кузовного ремонта современных автомобилей.

Возвращаясь к наиболее перспективным технологиям магнитно-импульсного притяжения заданных участков листовых металлов, позволяющим реставрацию с внешней стороны корпусов транспортных средств, следует выделить некоторые теоретически и экспериментально обоснованные предложения, а именно:

- способ, основанный на экспериментально обнаруженном эффекте притяжения тонкостенных ферромагнетиков при достаточно низких рабочих частотах действующих полей.

- инструменты магнитно-импульсного притяжения, принцип действия которых основан на силовом взаимодействии проводников с однонаправленными токами.

Несмотря на целый ряд неоспоримых достоинств, недостатком вышеуказанных предложений является ограниченность силовых возможностей. Величины возбуждаемых усилий обусловлены индукционными эффектами, которым, как правило, сопутствуют значительные потери электромагнитной энергии.

В этой связи весьма привлекательным способом магнитно-импульсного притяжения тонкостенных листовых металлов, который может быть положен основу создания эффективного инструмента внешней рихтовки автомобильных кузовов, является способ «прямого пропускания тока» через обрабатываемый металл. Его привлекательность обусловлена простотой технической реализации, довольно высокими энергетическими показателями, и широким спектром производственных возможностей. Сама по себе идея «прямого пропускания тока» в магнитно-импульсной обработке металлов не нова, но особый смысл и практическую значимость данное предложение приобретает именно для ремонтных технологий рихтовки, основанных на притяжении заданных участков листовых металлов.

ГЛАВА 1

ПРИМЕНЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ТЕХНОЛОГИЙ ДЛЯ ПРОИЗВОДСТВЕННЫХ ОПЕРАЦИЙ

1.1 Индукционный нагрев. Физика процесса

В конце 19 века уже были заложены теоретические основы техники индукционного нагрева. Так, в 1831 году М. Фарадей открыл закон электромагнитной индукции. Результаты исследования процессов выделения тепловой энергии в проводнике, по которому протекает электрический ток, принадлежат Д. Джоулю и Э. Ленцу. Джеймс Кларк Максвелл систематизировал экспериментальные данные и создал теорию электромагнитного поля. Система уравнений Максвелла является фундаментом современной электродинамики. Далее следовала Нобелевская Премия Д. Томсону за «Исследования прохождения электричества через газы» [1,2]. Все эти открытия и многие другие послужили научными предпосылками для использования индукционного нагрева в промышленных целях. Но, ввиду отсутствия источников тока большой мощности, отсутствия необходимости в промышленном высокотемпературном нагреве, отсутствия достаточных требований к автоматизации технологических процессов и материалам после обработки пик развития технологий с применением индукционного нагрева пришелся только на 20 век [3].

Как было указано ранее, физической основой дееспособности техники индукционного нагрева является закон электромагнитной индукции Фарадея. Этот закон стал базовым принципом современной практической электротехники. Например, известные преобразователи электрических сигналов – трансформаторы, позволяют легко изменять уровень напряжения и тока для питания разного вида потребителей. Фактически, этот же принцип используется в системах индукционного нагрева, где объект нагрева выступает в роли вторичной обмотки трансформатора, в котором индуцируются, так называемые, вихревые токи Фуко. Данное физическое представление предполагает обязательную замкнутость контуров протекания тока, что необходимо для работоспособности собственно системы.

Индукционный нагрев – это феномен, включающий сложную взаимосвязь электромагнитных и теплообменных явлений, поскольку физические свойства разных материалов зависят от влияния многих факторов. Например, микроструктуры, температуры, воздействия внешних электромагнитных полей и др. [4].

Следует отметить, что тепловыделение присутствует как в трансформаторах, так и в оборудовании для индукционного нагрева, с тем лишь различием, что в первом случае негативы данного эффекта минимизируют, а во втором – нагрев является целевой функцией работы системы.

Переменное напряжение, подаваемое на катушку (например, многovitковый соленоид), приведет к появлению тока в её цепи. Переменный ток возбуждает переменное во времени магнитное поле. Последнее индуцирует вихревые токи в заготовке – нагреваемом объекте, расположенном внутри соленоида. Далее, в соответствии с законом Джоуля-Ленца, имеет место выделение тепловой энергии.

Из-за неоднородности распределения индуцированных токов появляются температурные градиенты в заготовке. Неравномерное распределение тока обусловлено следующими электромагнитными явлениями: поверхностный эффект (скин-эффект), эффект близости, краевые эффекты и др.

Эти явления играют важную роль в работе систем индукционного нагрева и наиболее подробно описаны в работах [3–17]. Помимо этих эффектов, на эффективность индукционного нагрева значительное влияние оказывают также электрофизические свойства обрабатываемых материалов. Среди них наиболее значимыми являются удельная электропроводность – γ , магнитная проницаемость – $\mu = \mu_0 \cdot \mu_r$ (μ_0 – магнитная проницаемость вакуума, μ_r – относительная магнитная проницаемость), диэлектрическая проницаемость – $\varepsilon = \varepsilon_0 \cdot \varepsilon_r$ (ε_0 – диэлектрическая проницаемость вакуума, ε_r – относительная диэлектрическая проницаемость) и др.

Способность материала проводить электрический ток определяется удельной электропроводностью [18–22]. При индукционном нагреве сплавов, важно иметь четкое представление о возможных вариациях электрического сопротивления. Следует отметить, что использование усредненных значений в некоторых случаях может привести к некорректным результатам и снизить эффективность работы системы в целом.

Магнитная проницаемость материала указывает на способность намагничиваться. Относительная диэлектрическая проницаемость определяет поляризуемость материала. Магнитная проницаемость оказывает заметное влияние на скин-эффект, краевой эффект и эффект близости. Диэлектрическая проницаемость обычно не оказывает ощутимого воздействия на индукционный нагрев металлических материалов, но играет важную роль в приложениях для нагрева диэлектриков.

Если принимать во внимание способность материалов намагничиваться, то все их можно разделить на парамагнитные ($\mu_r > 1$), диамагнитные ($\mu_r < 1$) и ферромагнитные материалы ($\mu_r \gg 1$). Из-за незначительных различий μ_r парамагнитных и диамагнитных материалов для индукционного нагрева их принято считать немагнитными (например, алюминий, медь, титан).

Ферромагнитные материалы обладают высокой величиной относительной магнитной проницаемости ($\mu_r \gg 1$). Свойства ферромагнетиков являются сложной функцией структуры, химического состава, предварительной обработки, частоты, напряженности магнитного поля и температуры [4]. Например, μ_r магнитных сталей, обычно нагреваемых индукционным методом, может варьироваться от небольших значений ($\mu_r = 2$ или $\mu_r = 3$) до очень высоких ($\mu_r \gg 500$), в зависимости от напряженности магнитного поля и температуры нагрева. Температура, при которой ферромагнетик теряет свои магнитные свойства и становится немагнитным, называется температурой Кюри (точка Кюри).

Нелинейную зависимость между индукцией – B и напряженностью магнитного поля – H описывает кривая намагничивания, анализируя которую можно сделать вывод о том, что μ_r всегда уменьшается с температурой. В большинстве случаев применения индукционного нагрева и термообработки это так. Однако в относительно «слабом» магнитном поле μ_r может сначала возрасти с температурой, и только вблизи точки Кюри магнитная проницаемость начнет резко снижаться [4].

Как известно, когда постоянный ток протекает по изолированному проводнику, распределение электрического тока в поперечном сечении проводника является равномерным. Однако при протекании по тому же проводнику переменного тока, распределение тока отлично от равномерного. Максимальное значение плотности

тока имеет место на поверхности проводника. Плотность тока будет уменьшаться от поверхности проводника к его центру. Это явление неравномерного распределения тока в поперечном сечении проводника называется скин-эффектом, который всегда возникает (хотя и в разной степени) при наличии переменного тока. Этот эффект является одним из основных факторов, вызывающих концентрацию вихревых токов в поверхностном слое заготовки. Из-за скин-эффекта примерно 86% его мощности будет сосредоточено в поверхностном слое проводника, который называется глубиной проникновения δ [4]. Величина скин-слоя зависит от частоты тока, электрофизических свойств проводника (γ и μ_r) и геометрии заготовки. Математически, глубина проникновения – это расстояние от поверхности проводника, на котором индуцированный ток экспоненциально уменьшается в «e» раз относительно его значения на поверхности. Плотность мощности на этом расстоянии уменьшится до « $1 / e^2$ » по сравнению со значением на поверхности. В большинстве публикаций, посвященных индукционному нагреву, распределения плотности тока и мощности по толщине заготовки упрощены и представлены как экспоненциально убывающими зависимостями. Однако, это упрощение верно только для однородного немагнитного твердого тела с постоянным значением удельной электропроводности по глубине проникновения поля. В действительности, такое допущение может быть принято только для некоторых уникальных случаев, потому что для подавляющего большинства применений индукционного нагрева всегда существуют температурные градиенты внутри нагреваемой детали. Эти температурные градиенты приводят к неравномерному распределению всех электрофизических параметров внутри заготовки – нагреваемого объекта.

Кроме того, значение μ_r является неоднородным по толщине ферромагнитной заготовки из-за неравномерного распределения напряженности магнитного поля. Следовательно, предположение об экспоненциальном распределении плотности тока можно использовать только для приблизительных инженерных оценок.

Когда рядом расположены два проводника, токи в них будут перераспределяться. Если протекающие токи имеют противоположные направления, то они оба будут сосредоточены в областях, обращенных друг к другу (внутренних областях). Однако

если токи имеют одинаковое направление, то эти токи будут сосредоточены на противоположных сторонах проводников.

Сильное магнитное поле формируется в зазоре между проводниками, когда токи протекают в противоположных направлениях. Поскольку ток сосредоточен во внутренних областях, внешнее магнитное поле будет заметно слабее. Верно обратное: если токи имеют одинаковое направление, то линии магнитного поля будут иметь противоположные направления в зазоре между проводниками, взаимно подавляя друг друга. Если расстояние между проводниками увеличивается, то сила электромагнитного эффекта близости будет уменьшаться.

Феномен эффекта близости напрямую связан с индукционным нагревом. Системы индукционного нагрева состоят, как минимум, из двух проводников, как например, в работах [4,7,8,17,23,24]. Один из этих проводников является индуктором, по которому протекает возбуждающий ток, а другой – электропроводящей деталью, расположенной рядом с ним. В результате эффекта близости ток катушки и вихревые токи, индуцированные в заготовке, будут концентрироваться в областях, обращенных друг к другу. Это второй фактор, который вызывает перераспределение тока в системе индукционного нагрева.

Магнитное поле сжимается в зазоре между индуктором и заготовкой, что приводит к наибольшей плотности магнитного потока. Значительная часть тока индуктора будет протекать вблизи поверхности проводника, обращенной к заготовке. Остальная часть тока будет распределена по сторонам проводника. Однако небольшая часть тока будет сконцентрирована на его противоположной стороне [4,7,8,17,25]. Если поместить П-образный внешний концентратор магнитного потока вокруг этого проводника, то он обеспечит путь с низким магнитным сопротивлением для магнитного потока.

Практически, весь ток проводника будет сосредоточен на поверхности, обращенной к заготовке. Другими словами, магнитный концентратор сжимает ток индуктора на «открытую поверхность» концентратора – на открытую область прорези. Это явление называется слот-эффект. Он широко используется при нагревании избирательных участков и помогает резко уменьшить внешнее магнитное поле. Благодаря этому явлению улучшается электромагнитная связь между индуктором и деталью, которая

повышает эффективность индукционного нагрева. Необходимо отметить, что слот-эффект также будет наблюдаться и в отсутствие заготовки. В этом случае ток будет слегка перераспределен в проводнике, но большая его часть будет по-прежнему сосредоточена в области «открытой поверхности» слота. В целом, фактическое распределение тока зависит от частоты, напряженности магнитного поля, геометрии и электромагнитных свойств проводника и концентратора.

Кольцевой эффект аналогичен эффекту близости, но относится к круговым проводникам или проводникам согнутым в форме кольца. В этом случае ток в проводнике будет перераспределен и линии магнитного потока будут сосредоточены внутри кольца, увеличивая там плотность магнитного потока. За пределами кольца линии магнитного потока будут распределены. В результате большая часть тока будет течь в тонком внутреннем поверхностном слое кольца с наименьшим сопротивлением [4,5,7,8,23]. Кольцевой эффект имеет место не только в одновитковых, но и в многовитковых соленоидах.

На температурные распределения по длине и ширине заготовки влияет, среди прочего, искажение электромагнитного поля в торцевых и краевых областях катушки с возбуждающим током. Эти искажения поля и соответствующие распределения индуцированных токов называются торцевыми и краевыми эффектами. Эти эффекты и вызванные ими искажения поля в первую очередь ответственны за неоднородные распределения температуры в цилиндрических, прямоугольных и трапециевидных заготовках. Из-за большой важности этих эффектов, много усилий было посвящено их изучению. Первая попытка систематического анализа краевых электромагнитных эффектов была предпринята автором работы [26] в конце 60-х и начале 70-х годов. Дальнейший анализ электромагнитных торцевых и краевых эффектов был описан в работах [4,5,17,27–33].

Поскольку основной целью электромагнитной обработки металлов является их нагрев, то следует отметить, что в индукционном нагреве присутствуют все три режима теплопередачи – проводимость, конвекция и излучение, относительно полную информацию о которых можно найти в публикациях [34–45].

1.2 История развития техники индукционного нагрева в промышленности и ремонтных технологиях

В 1887 году в Англии С. Ферранти предложил первую конструкцию индукционной тигельной печи с магнитопроводом и открытым горизонтальным каналом. Первая подобная промышленная печь была построена в Швеции А. Кьеллином. Плавка осуществлялась в тигле в виде кольца. Металл, находящийся в тигле представлял вторичную обмотку трансформатора, питающегося током 50 – 60 Гц. Применение такой пониженной частоты было обусловлено большой индуктивностью рассеяния, поэтому конструкция имела плохие энергетические характеристики. Начиная с 1900 года, одновременно с работами по проектированию печей для плавки металлов, исследуются возможности применения электронагрева для их термообработки. В журнале «Электричество» 1908 года опубликована статья А. Н. Лодыгина, в которой он впервые описал конструкцию и принцип работы индукционной тигельной печи без магнитопровода, а в 1912 – 1913 годах Дюбуа-Лоренц создали первую такую печь, которая питалась от высокочастотного дугового генератора. Индукционные печи с питанием от искрового генератора, предложенные в 1916 году Э. Нортрупом в США имели незначительную емкость из-за низкой мощности, достигаемой от искрового разрядника. Почти одновременно М. Рибо разработал высокочастотный индукционный нагрев с использованием генераторов искрового разряда. В том же году Д. Уайт предлагает печи с закрытым каналом, объем которого составлял малую часть от объема ванны для металла. Его печи стали широко применяться для плавки цветных металлов, а в дальнейшем для плавки, выдержки и перегрева чугуна. В 1919 – 1921 годах Э. Нортруп публикует работы, посвященные решению проблем индукционного нагрева на высоких частотах, особенно обращая внимание на индукционные печи, конструкции которых не содержат магнитные сердечники. Эти работы указывают на большой прогресс в области высокочастотного нагрева и излагают основы теории и применения индукционных нагревательных систем. Это были первые шаги в использовании индукционного нагрева для термообработки. Его относительно широкое внедрение в производственные процессы

в значительной мере было инициировано развитием автомобилестроения [3,46].

Фактически, индукционные системы для термообработки привлекали внимание ученых и инженеров, начиная с 1930-х годов. Для этого необходимо было иметь источники питания высокой частоты и разработанную теорию поведения металла и его электрофизических свойств (удельного сопротивления, магнитной проницаемости) в процессе обработки электромагнитным полем. В первую очередь, следовало подойти к вопросу выбора частоты электромагнитных процессов. Изобретение радио А. Поповым стимулировало работы по созданию высокочастотных генераторов. Сначала электромашинных, а затем электронных, единичная мощность которых в наше время измеряется мегаваттами. Большую роль в развитии электромагнитной термообработки сыграла монография В. П. Вологодина «Поверхностная закалка индукционным методом», вышедшая в 1939 году. В это же время вопросами индукционного нагрева занялись профессор Г. Бабат, известный своими многочисленными изобретениями, и профессор Г. Лозинский. Далее индукционный нагрев получил широкое применение в кузнечном и прокатном производствах, где мощность отдельных установок достигает сотен мегаватт, для сварки, пайки, отжига, отпуска, для получения материалов сверхвысокой чистоты и для других целей. Частоты, используемые при индукционном нагреве металлов, варьируются в диапазоне от 0,5 до 10^7 Гц.

Множество систем индукционного нагрева можно классифицировать либо по принципу их воздействия на нагреваемый объект, либо по конструктивным особенностям [3,7]. Принципиальная схема любой установки индукционного нагрева для проведения технологических операций включает в себя следующие элементы:

1. Генератор высокой частоты. Подбирается конкретно под тип технологического процесса.

2. Инструмент – индуктор (соленоид) необходимой конфигурации, в зависимости от объекта обработки. Это могут быть как плоский круговой или протяженный цилиндрический соленоид, так и многие другие формы, которые обеспечат достаточный уровень электромагнитной связи с объектом нагрева.

3. Конденсаторная батарея, которая компенсирует низкий коэффициент мощности инструмента.

Кроме того, в зависимости от условий требуемой технологической операции может использоваться трансформатор, понижающий или повышающий. Отличительной особенностью такого варианта питания является возможность работы в режиме «резонанса токов», что в целом дает возможность повысить эффективность выполняемой производственной операции. Часто в конструкции системы устанавливают преобразователи частоты из трехфазной в однофазную, чем обеспечивают равномерность нагрузки на сеть. Типичные рабочие частоты этих систем варьируются от низких частот до нескольких МГц.

Обязательным условием возбуждения вихревых токов является наличие замкнутых контуров для их протекания. Выполнение этого условия достигается соответствующим расположением инструмента-индуктора относительно проводящих элементов нагреваемого объекта [47].

Для установок индукционного нагрева, которые применяются при сквозном нагреве, обычно используют питание от промышленной сети с током частотой $50 - 10^3$ Гц и преобразователем частоты. Подбирая частоты под определенный диаметр объекта обработки можно добиться прогрева любой необходимой глубины. При глубинном типе нагрева наблюдается снижение перегрева поверхности объекта и высокий КПД. Уменьшая частоту, можно увеличить «горячую» глубину проникновения тока. Если в индукторе находится одна заготовка, то для обеспечения равномерного прогрева по всей длине, размеры ее должны быть несколько меньше размеров инструмента.

Основными способами индукционного нагрева являются следующие два: периодический и методический [7]. Для первого характерен одновременный нагрев всех частей заготовки с последующим извлечением ее из индуктора, а для второго способа характерна непрерывная подача заготовок одна за другой либо же движение индуктора вдоль одной заготовки с определенной скоростью.

Нагрев металла основной технологический процесс, непосредственно влияющий на качество обрабатываемого материала, на его технико-экономические показатели после нагрева. Именно за

счет оптимизации этого процесса, как в металлургии, так и в автомобилестроении, в частности, возможно оптимизировать весь процесс производства. Поэтому вопросу выбора метода нагрева уделяется особое внимание. Индукционный нагрев при таком выборе выигрывает по ряду показателей. Он обладает существенными преимуществами, а именно [48,49]:

1. Быстрый нагрев.
2. Высокая эффективность.
3. Управляемый нагрев.
4. Автоматизация технологического процесса.
5. Экологичность и безопасность.
6. Энергосбережение.
7. Мобильность оборудования.
8. Нагрев электромагнитным излучением.
9. Отсутствие необходимости специального образования у рабочих, обслуживающих индукционные установки.

Несмотря на описанные преимущества, технология индукционного нагрева имеет весьма ограниченный перечень недостатков. Тем не менее, существенные преимущества индукционного нагрева полностью нивелируют все известные недостатки.

Выбор в пользу того или иного способа нагрева зависит от первоначальных целей и задач технологического процесса.

С течением времени технология индукционного нагрева претерпевала множество изменений и все больше совершенствовалась. Современная область применения индукционных установок давно вышла за рамки исключительно промышленного нагрева. Так, ввиду всех преимуществ и значительного технологического прогресса в последние годы, индукционный нагрев стали использовать в бытовом приборостроении [50–86], для медицинских целей [53,70,85,87–100], в ремонтных технологиях [101–106], пищевой промышленности [107], нефтегазовой отрасли [108–112], аграрном секторе [113,114] и во многих других взаимосвязанных отраслях.

Наиболее общие способы применения индукционного нагрева описаны в работах [3,7] еще в конце 20 века. В настоящее время способы его использования следует разделить на несколько больших групп: промышленные, бытовые и медицинские. Каждая группа

требует более детального внутреннего деления в зависимости от технологических процессов, на которые они направлены.

Как было ранее указано, применять индукционный нагрев в промышленности начали с плавки металлов, а позже в автомобильной и авиационной индустрии [115]. В настоящее время его применение распространяется на многие технологические процессы, в том числе пред- и постнагрев заготовок под горячую штамповку различных сплавов [116], пайка и сварка металлов [117–121], поверхностная закалка [122], ювелирное дело, ковка, металлообработка деталей различной формы и размеров, и многие другие процессы, связанные с металлами, композитными материалами и даже диэлектриками. Обычно на сайтах производителей индукционного оборудования [49,123–125] представлены приблизительно одинаковые сведения об уровне температуры необходимой для конкретной производственной операции.

В качестве примера производственного процесса с применением технологии индукционного нагрева, можно привести предприятие, которое занимается сборкой конструкций, где есть трубные профили. В сборочном цехе устанавливают две параллельно работающие установки индукционного нагрева – одна для сварки труб, а вторая для упрочнения новых швов.

Другое промышленное применение индукционных систем связано с работами, требующими выделения высокого уровня мощности: обработка материалов с использованием поперечного магнитного потока (взаиморасположение – индуктор над или под заготовкой), закалка железнодорожных рельс, ускорение полимеризации клея между металлическими деталями. Обычно подобные установки работают с низкими температурами от 150° до 300° С. На некоторых предприятиях пищевой промышленности используют установки индукционного нагрева специальной конфигурации для герметизации алюминиевых консервных банок. Индукционный нагрев алюминиевого листа увеличивает температуру уплотнителя, нанесенного на сторону крышки, которая находится в контакте с банкой, что способствует лучшему сцеплению поверхностей [48].

В зависимости от конечного применения и материала для нагрева рабочая частота силового преобразователя существенно

отличается, от нескольких Гц для систем с высокой мощностью, типичных для плавки металлов, до нескольких сотен кГц для поверхностной тепловой обработки. Исходя из этого, для промышленного нагрева на рабочих частотах до 3 кГц и номинальных мощностей в несколько МВт в качестве преобразователей используют полупроводники – тиристоры, а для рабочих частот до 150 кГц и номинальных мощностей до 3 МВт обычно используют транзисторы различных конструкций и внутреннего наполнения.

В некоторых случаях индукционный нагрев требует более совершенных конструкций установок и инструментов, которые позволят улучшить характеристики нагрева и расширят область применения технологии. К этому случаю относится использование двухчастотных генераторов [126], одновременного питания индуктора токами разной частоты для достижения различных глубин проникновения. Одна частота обычно устанавливается в среднечастотном диапазоне (от 3 до 10 кГц), а другая в высокочастотном диапазоне (от 200 до 400 кГц). Эти типы генераторов используются для упрочнения деталей с неправильной геометрией, например, поверхности шестерен.

Ремонтные технологии с использованием индукционного нагрева металлов относятся скорее к группе промышленных, но т.к. данная работа направлена на анализ возможностей повышения эффективности электромагнитных систем именно для ремонта автотранспорта, то выделим их отдельно для детального рассмотрения.

Основное отличие таких систем от традиционных методов ремонта [127] заключается в полном отсутствии источников открытого огня при обработке деталей. Данное обстоятельство, в первую очередь, предупреждает любые возможные возгорания в ремонтных мастерских и все последствия с ними связанные. Перечень ремонтных операций возможных с системами индукционного нагрева довольно обширный. Это сборка-разборка резьбовых соединений [104,127,128] (соединений с натягом), узлов с запрессованными элементами (втулки) в результате теплового расширения и ослабления связей между конструкционными элементами. Нагрев шестерен и подшипников перед посадкой [124], сьем наклеек, молдингов, стекол с автомобилям за счет размягчения

клеевого слоя и многие другие операции в зависимости от конфигурации инструмента и конкретной необходимости. Из списка преимуществ технологии, ее локальность применения и минимальное рассеяние тепловой энергии вне рабочей области допускает повторное использование деталей после обработки, поскольку не деформирует их безвозвратно [129].

На рынке предложений современных методов ремонта технологии использованием индукционного нагрева появились совсем недавно. Такая информация о ремонтном оборудовании европейских производителей появились в Интернете не ранее 2009 – 2010 года [128]. Электротехнические компании Украины представили свои разработки только в 2014 – 2015 годах [127]. В это же время информация об авторских разработках систем индукционного нагрева для ремонта автотранспортных средств появилась на веб-сайте Лаборатории электромагнитных технологий Харьковского национального автомобильно-дорожного университета [130].

Следует отметить, что реклама систем индукционного нагрева американскими компаниями появилась несколько раньше. Так, например “Induction heating system” представляет в Интернете свои разработки уже более ~ 15 лет [131,132]. Однако их нельзя рассматривать как устройства, предназначенные для ремонтных технологий именно автотранспорта. Целенаправленность этих предложений можно было бы обобщить и на восстановление элементной базы транспортных средств, но только после существенной конструктивной переработки. В ремонтной специализации предложения американских производителей оборудования для индукционного нагрева появились значительно позже [133].

В целом, проведенный анализ технологий индукционного нагрева и инструментов для их реализации позволяет указать на реальную возможность увеличить амплитуды вихревых токов и скорость выполнения производственной операции при неизменном уровне энергопотребления за счёт введения дополнительных ферромагнитных сердечников в конструкции инструментов. Физически, это решение позволяет снизить рассеяние возбуждаемых электромагнитных полей и сконцентрировать их локальную направленность в заданную область обрабатываемого металла.

1.3 Использование магнитно-импульсного притяжения в технологиях ремонта транспортных средств

Магнитно-импульсная обработка металлов (далее, МИОМ) является отраслью машиностроения с использованием импульсных или высокоскоростных технологий формовки, объединенных общим принципом действия, суть которого состоит в силовом воздействии импульсных электромагнитных полей на проводящие заготовки. В работе [134] была дана историческая перспектива развития традиционных технологий МИОМ и были подчеркнуты достижения в области моделирования, проектирования катушек, формовки листового металла, формовки труб, обжима, сварки, резки, калибровки пружин и гибридных процессов, включая магнитно-импульсные методы. Кроме того, было отмечено, что хорошая электропроводность металла заготовок является основным требованием для эффективной работы «классической» МИОМ. Практически, последнее замечание означает использование довольно высоких частот действующих электромагнитных полей. Все применения, рассмотренные в [134], основаны на отталкивающем действии сил Лоренца между инструментом электромагнитной формовки (ЭМФ) и проводящей заготовкой. В такой конфигурации инструмент и другие приспособления (формовочная головка, форма, с которой заготовка сваривается или обжимается, режущая кромка, которая разрезает заготовку) расположены с противоположных сторон заготовки. Но есть еще одна конфигурация процессов ЭМФ, где заготовка притягивается к рабочей поверхности инструмента. Это новое направление научного и практического развития современной магнитно-импульсной обработки металлов.

1.3.1 Инструменты, основанные на суперпозиции высокочастотных и низкочастотных электромагнитных полей

Первое фундаментальное предложение электромагнитного притяжения металлов было сформулировано еще в середине прошлого века. В 1965 году Г. Фюрт запатентовал процесс ЭМФ с многовитковой катушкой и дополнительным разомкнутым витком [135].

Магнитное поле многовитковой катушки было довольно медленным и, следовательно, проникало сквозь проводящую листовую заготовку. После того, как индуцированный ток достигал определенного значения, дополнительный разомкнутый виток электрически замыкался разрядной дугой. Высокочастотное поле, возбуждаемое током витка, нивелировало низкочастотное поле со стороны заготовки, обращенной к катушке. В результате, магнитное давление на поверхность заготовки со стороны катушки отсутствовало, а давление от проникшего магнитного поля на противоположную сторону заготовки притягивало её к катушке.

Исходя из обобщающих физических представлений, описанный процесс состоит в генерации двух частот разряда: низких и высоких. Высокочастотный разряд устраняет низкочастотное поле со стороны заготовки, обращенной к катушке, в то время как низкочастотное поле, проникшее сквозь толщину листового металла, толкает его к многовитковой катушке.

Этот физический принцип был положен в основу целого ряда конструкций электромагнитных инструментов. Авторами работы [136] был предложен инструмент электромагнитного удаления вмятин из проводящих материалов, в обмотку которого подавались высокочастотные и низкочастотные импульсы. Их суперпозиция создавала требуемую временную форму силового воздействия на обрабатываемый объект. В [137] предложена система из двух катушек и портативного генератора импульсов, возбуждающих как отталкивающие, так и притягивающие силы для коррекции как вогнутых, так и выпуклых областей вмятины. В [138] предложена электронная система, способная формировать импульс, состоящий из быстрых и медленных частот, наиболее приемлемых для удаления вмятин. Последняя успешно апробированная конструкция электромагнитных систем притяжения с двумя рабочими частотами была разработана инженерами американских фирм “Electroimpact” и “Fluxtronic” [139,140]. Данные устройства предназначены для удаления вмятин на панелях корпусов поврежденных аэропланов. Их отличительная особенность – это работа в режиме многократного повторения силовых воздействий. Практические возможности «Электромагнитных удалителей вмятин (ЭУВ)» “Electroimpact” и “Fluxtronic” позволяют успешно выровнять алюминиевые листы толщиной ~ 2 мм. Исходя из очевидных физических соображений,

представленные ЭУВ не смогут работать с ферромагнетиками. Влияние их магнитных свойств будет означать, что интенсивность проникновения полей уменьшается и, как следствие, силы притяжения падают.

Еще один способ притяжения листового металла магнитным полем многовитковой катушки был предложен Г. А. Шнеерсоном в 1981 году. Способ основан на резком прерывании медленно нарастающего токового импульса [141]. В этом случае проникающее электромагнитное поле создает силы притяжения. Следует отметить, что этот подход аналогичен описанным ранее двухчастотным методам, хотя и выглядит гораздо проще. Однако его эффективность зависит от того, насколько быстро может быть прерван протекающий в катушке токовый импульс. Обобщение вышеприведенного рассмотрения приводит к выводу: основные недостатки всех двухчастотных предложений заключаются в их очень сложной технической реализации, использовании многокомпонентной силовой электроники, необходимой для синхронизации различных временных процессов и т.д. В результате имеет место высокая себестоимость выпускаемого оборудования (согласно данным из «Electroimpact» стоимость комплектующих составляла ~ 40 ÷ 60.000 \$).

1.3.2 Притяжение ферромагнетиков низкочастотными инструментами

Предложение одночастотного притяжения листового металла впервые было описано в [142,143] для ферромагнитных металлов. Явление, послужившее основой данного предложения, было зафиксировано учёными НТУ «ХПИ» в 2004 году во время экспериментов магнитно-импульсного воздействия на тонкую металлическую пластину. Это предложение (но уже конструктивно оформленное) нашло практическое применение в устройствах для удаления вмятин на автомобильных кузовах, где большинство наружных панелей изготовлены из низкоуглеродистой стали.

Обнаруженное явление было положено в основу изобретения [144]. Аналогичная патентная заявка была описана в [145], где авторы представили конкретные конструкции катушек, источники мощности, а также практические аспекты удаления вмятин на

автомобильных панелях. Следует добавить, что концерн «Betaginnovation», представители которого являются заявителями патента до последнего времени на своём сайте рекламировал технический комплекс под названием «Магнитный удалитель вмятин (МУВ)» [128]. Одночастотные эксперименты, первоначально описанные в [146], показали, что направление электромагнитного давления для заготовок из листового ферромагнетика зависит от частоты разряда. При определённом её значении силовое воздействие изменяло свое направление. Для высоких частот имело место известное Лоренцево отталкивание, а для низких частот наблюдалось притяжение. Формально допустимый диапазон низких частот для притяжения ферромагнетиков был зафиксирован в работах [142,143]:

$$\omega \ll \frac{1}{\mu \cdot \gamma \cdot d^2}, \quad (1.1)$$

где $\omega = 2\pi f$ – рабочая частота,
 μ – магнитная проницаемость металла,
 γ – электропроводность листового металла,
 d – толщина листового металла.

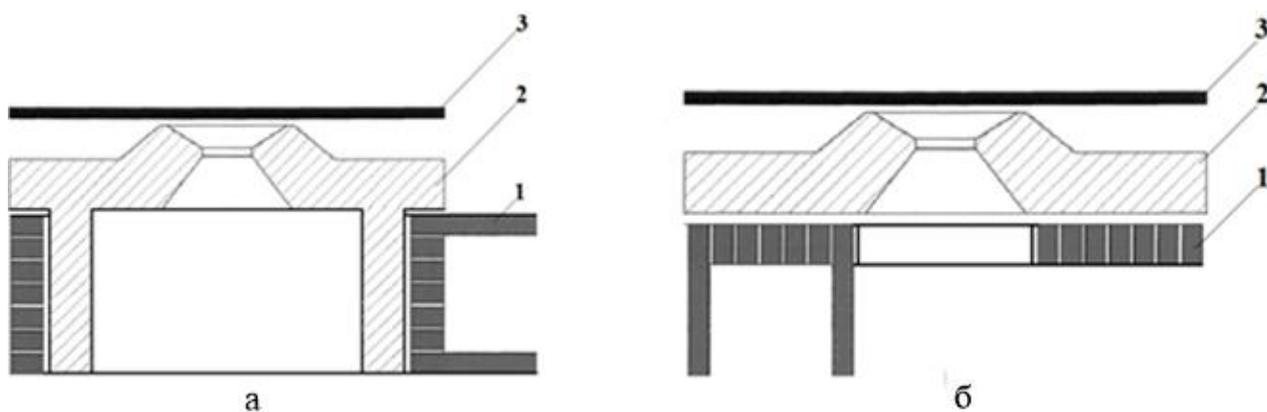
Следует отметить, что формула (1.1) обеспечивает только верхний предел частоты, где можно ожидать притяжение. Фактическая граничная частота между притяжением и отталкиванием может быть на порядок ниже. Физически, формулу (1.1) можно дополнительно интерпретировать следующим образом: она связывает толщину листового металла с величиной скин-слоя для данной частоты. После несложного преобразования неравенство (1.1) можно представить в виде [147]:

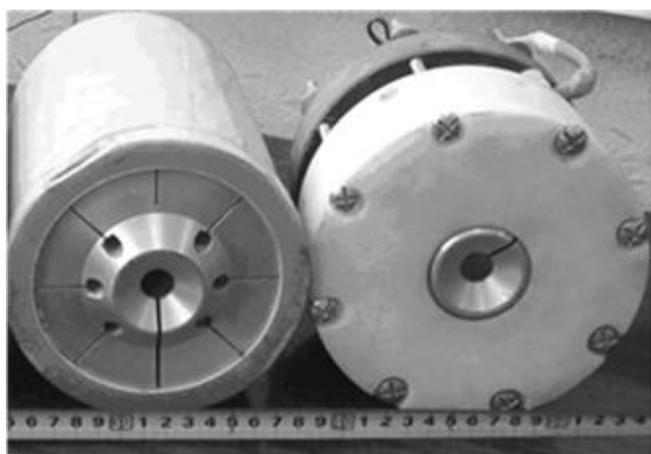
$$\frac{d}{\delta} \ll \frac{1}{\sqrt{2}}, \quad (1.2)$$

где δ – значение скин-слоя

С физической точки зрения формулы (1.1) и (1.2) дают приблизительное представление о том, какая часть энергии магнитного поля, оставшаяся в заготовке, идет на возбуждение вихревых токов и сил Лоренца, но без учета какого-либо влияния магнитных сил притяжения. Следует подчеркнуть, что формулы (1.1) и (1.2) иллюстрируют приближенные условия, когда интегральное действие сил Лоренца пренебрежимо мало и притяжение возможно. Зачастую их выполнения достаточно для необходимых инженерных оценок. В принципе, применимость впервые предложенного способа притяжения ферромагнитных заготовок, показанная в [143], основана на трех фундаментальных утверждениях. Первое заключается в подавлении естественных сил отталкивания Лоренца. Второе это возбуждение сил притяжения, вызванных влиянием магнитных свойств листовых заготовок. Третье утверждение состоит в создании условий, когда магнитные силы притяжения преобладают над отталкивающими силами Лоренца. В общей сложности три сформулированных выше утверждения обеспечивают притяжение листовых ферромагнетиков низкочастотными электромагнитными полями.

Для повышения эффективности запатентованной индукторной системы, как инструмента для притяжения листового ферромагнетика, вводятся два основных компонента (рис. 1.1.).





В



Г

Рис. 1.1. Согласующее устройство различного конструктивного исполнения:
 а) принципиальная схема «согласующего цилиндрического устройства»,
 б) принципиальная схема «согласующего дискового устройства»,
 1 – первичная обмотка, 2 – одновитковый индуктор, 3 – листовая заготовка;
 в) фотографии с цилиндрическими и дисковыми конструкциями;
 г) одновитковый индуктор с коническим внутренним отверстием

Это одновитковый индуктор (рис. 1.1.г) и согласующее устройство [146,148]. По физической сути, последний – это обычный импульсный воздушный трансформатор. Он может иметь две разные конструкции. Первая из них имеет многовитковую первичную обмотку на внешней поверхности полого длинного металлического цилиндра (с продольным разрезом), играющего роль вторичной обмотки. Первичная обмотка подключена к источнику питания. Вторичная обмотка нагружается одновитковым индуктором. Такой тип конструкции согласующего устройства получил название «цилиндрическое согласующее устройство» (рис. 1.1.а,в слева) [146]. Другой тип согласующего устройства имеет многовитковую плоскую спиральную обмотку, размещающуюся через изолирующую вставку на плоской поверхности одновиткового индуктора. Такой тип конструкции получил название «согласующее дисковое устройство» (рис. 1.1.б,в справа) [148]. Назначение согласующего трансформатора состоит в том, чтобы увеличить ток индуктора при сохранении электромагнитной энергии от источника питания.

Что касается согласующих дисковых устройств, то первичная обмотка испытывает большие электродинамические усилия, отталкивающие ее от массивного одиночного витка вторичной обмотки. Их действие ослабляет электромагнитную связь между обмотками, уменьшает ток в одновитковом индукторе и, как

следствие, уменьшает усилия притяжения. В конце концов, отталкивающие силы разрушают катушку первичной обмотки. Чтобы избежать этих негативных эффектов, можно установить, так называемое, демпфирующее устройство. Два соответствующих решения были предложены и запатентованы авторами [149].

Разработанный инструмент для притяжения ферромагнетиков был испытан в специальном эксперименте с различными образцами из листовой стали. Первая часть проведенного эксперимента заключалась в создании магнитно-импульсным притяжением двух выпуклостей на гладкой поверхности пластин толщиной $\sim 0,008$ м. Одна из них будет объектом для дальнейшего удаления, но уже как вмятина, а вторая останется для сравнения. Обе выпуклости имели полусферическую форму диаметром $\sim 0,015$ м и глубиной $\sim 0,002$ м. В следующей части эксперимента пластины переворачивались. Пластины помещали на плоскую изолированную поверхность индуктора, так что одна из впадин оказалась напротив внутреннего окна индуктора. Удаление вмятин осуществлялось магнитно-импульсным притяжением. После пятикратного силового воздействия эта вмятина практически исчезла. Поверхность листа, где она находилась, становилась довольно гладкой. Здесь следует отметить весьма интересное обстоятельство. Последующее магнитно-импульсное притяжение может привести к появлению выпуклости с противоположной кривизной по отношению к исходной. Таким образом, этот эксперимент продемонстрировал возможность контролируемого деформирования заданного участка листового металла.

Один из экспериментальных образцов с исходными и удаленными вмятинами показан на рис. 1.2.

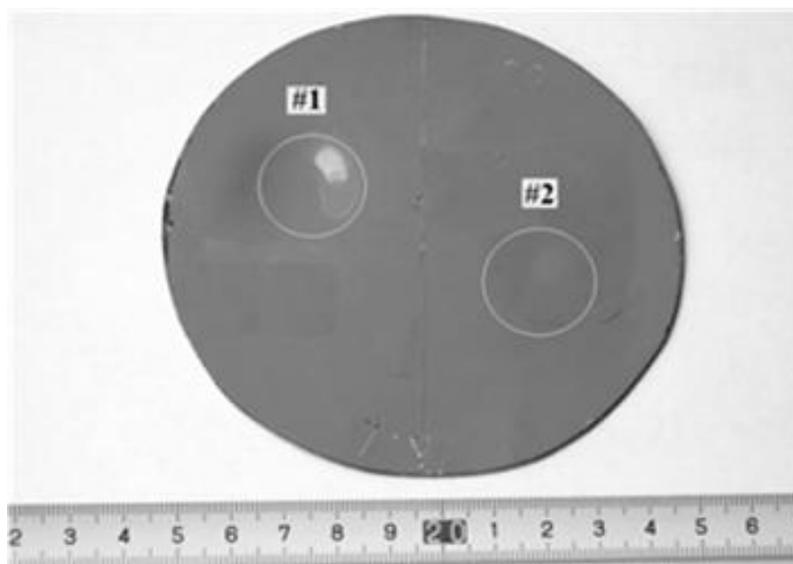


Рис. 1.2. Экспериментальный образец из листовой стали а/м «Mitsubishi»: № 1 – вмятина, полученная магнитно-импульсным притяжением на заданном участке листа, № 2 – часть поверхности листа с удаленной вмятиной

1.3.3 Притяжение немагнитных металлов низкочастотными инструментами

Для лучшего понимания следует исходить из основных утверждений, обеспечивающих работоспособность запатентованного способа магнитно-импульсного притяжения немагнитных металлов [150] в сравнении с предыдущим рассмотрением для ферромагнетиков [143].

Как и прежде, первое утверждение состоит в подавлении естественных сил отталкивания Лоренца. Как и раньше, эта проблема может быть решена соответствующим выбором низкочастотного временного режима (формулы (1.1) – (1.2)). Второе утверждение о работоспособности состоит в возбуждении сил притяжения. В предыдущем предложении это были силы, обусловленные магнитными свойствами деформируемого ферромагнетика. Предлагаемый способ для немагнитных металлов использует применение известного закона Ампера, согласно которому однонаправленные токи испытывают взаимное электродинамическое притяжение. Для практической реализации этого предложения необходимо ввести вспомогательный экран в конструкцию индуктора – инструмента. Этот дополнительный конструктивный элемент должен быть размещен параллельно поверхности листа, который деформируется. Токи, индуцированные в металле экрана и

листовой заготовки, будут испытывать взаимное притяжение. Инструмент притяжения описанного принципа действия был назван «Индукторная система с притягивающим экраном (ИСПЭ)». Конструктивная особенность первого варианта ИСПЭ заключалась в том, что одновитковый индуктор находился между заготовкой из листового металла и вспомогательным притягивающим экраном [150].

Во внутреннем пространстве между экраном и заготовкой, интенсивности магнитных полей, которые возбуждаются однонаправленными индуцированными токами, направлены противоположно. Они вычитаются друг из друга. Результирующая магнитная напряжённость будет уменьшаться, и в идеализированном случае она стремится к нулю.

Вне системы напряжённости возбуждаемых магнитных полей имеют одинаковые направления. Они суммируются. Полученная напряжённость внешних магнитных полей будет возрастать, и стремиться к удвоенному значению напряженности поля, возбуждаемого отдельно каждым из индуцированных токов (идеализированный случай). Таким образом, внутреннее магнитное поле падает, но внешнее поле растет. Как следствие, магнитное давление снаружи станет причиной притяжения листового заготовки к неподвижному экрану. Как правило, соответствующее напряженное состояние индукторной системы, обусловленное силами притяжения Ампера, можно определить как «сжатие». Но помимо сил притяжения, соответствующих закону Ампера, возбуждаются также силы отталкивания Лоренца. Их действие обусловлено суммированием интенсивностей магнитных полей индуцированных токов и тока индуктора во внутреннем пространстве и вычитанием этих интенсивностей вне индукторной системы. Таким образом, силы Лоренца, действующие на экран и листовую заготовку изнутри, превышают силы, действующие снаружи. Довольно условно соответствующее напряженное состояние системы индуктора, обусловленное силами отталкивания Лоренца, можно определить как «расширение». В интеграле, если «сжатие» преобладает над «расширением», представленная ИСПЭ будет работать как инструмент притяжения листовых заготовок из металлов любой электрофизической природы (как ферромагнетиков, так и не ферромагнетиков). В целом, все другие цитируемые патенты

«индукторных систем с притягивающим экраном» направлены на повышение их эффективности.

Размещение одновиткового индуктора в углублении на экране конечной толщины со стороны обрабатываемой заготовки предложено авторами [151]. Настоящая модификация конструкции требует ограничения рабочей частоты наименьшим значением:

$$f \ll \frac{1}{\pi \cdot D^2 \cdot \mu_0 \cdot \gamma_s} \quad \text{или} \quad f \ll \frac{1}{\pi \cdot d^2 \cdot \mu_0 \cdot \gamma_b}, \quad (1.3)$$

где D, d – толщина экрана и заготовки соответственно,

γ_s, γ_b – удельная проводимость экрана и заготовки соответственно.

Цель изобретения [152] заключается в увеличении амплитуд действующих полей. Авторы предложили круговой индуктор, который должен состоять из двух отдельных концентрических колец с двумя противоположными прорезями вдоль диаметральной оси. Кольца должны быть соединены таким образом, чтобы обеспечить однонаправленные токи во внутренних витках кольца при подключении индуктора к источнику питания.

Новизна работы [153] заключается в предложении по выбору геометрии экрана. Его толщина остается неизменной по поперечному сечению и может быть определена из неравенства: $D \ll \delta$, где δ – значение скин-слоя.

В [154–156] представлен метод импульсного магнитного притяжения металлических объектов двухвитковой индукторной системой с тонким экраном. Разница в цитируемых патентах заключается в конструктивном выполнении катушек. Сущность новизны заключается в том, что индуктор сконструирован как две плоские катушки. Одна из них помещена под экраном со стороны заготовки. Вторая – над экраном. Ток в катушках течет в одном направлении. Возбуждаемые поля суммируются. Как и в предыдущем патенте, толщина вспомогательного экрана выбирается одинаковой по всему поперечному сечению. В отличие от предыдущих предложений в [157,158], индуктор представлен одновитковой [157] или многовитковой плоской катушкой [158]. Он

размещается на внешней поверхности вспомогательного экрана. Данное решение позволяет ослабить отталкивающие силы Лоренца между током, индуцированным в металле заготовки, и током в индукторе. Это происходит из-за экранирования их друг от друга проводящим вспомогательным экраном. Кроме того, внешнее размещение катушки индуктора позволяет конструктивно увеличить силу инструмента притяжения в целом. Еще одно преимущество – возможность поместить всю конструкцию, включая обмотку индуктора и вспомогательный экран в закрытом корпусе [158], как это представлено на рис. 1.3.

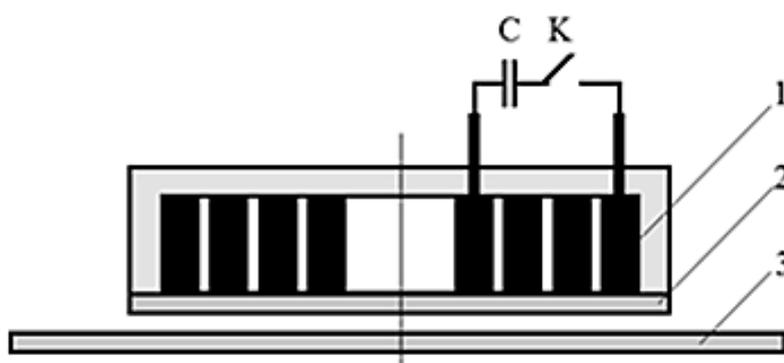


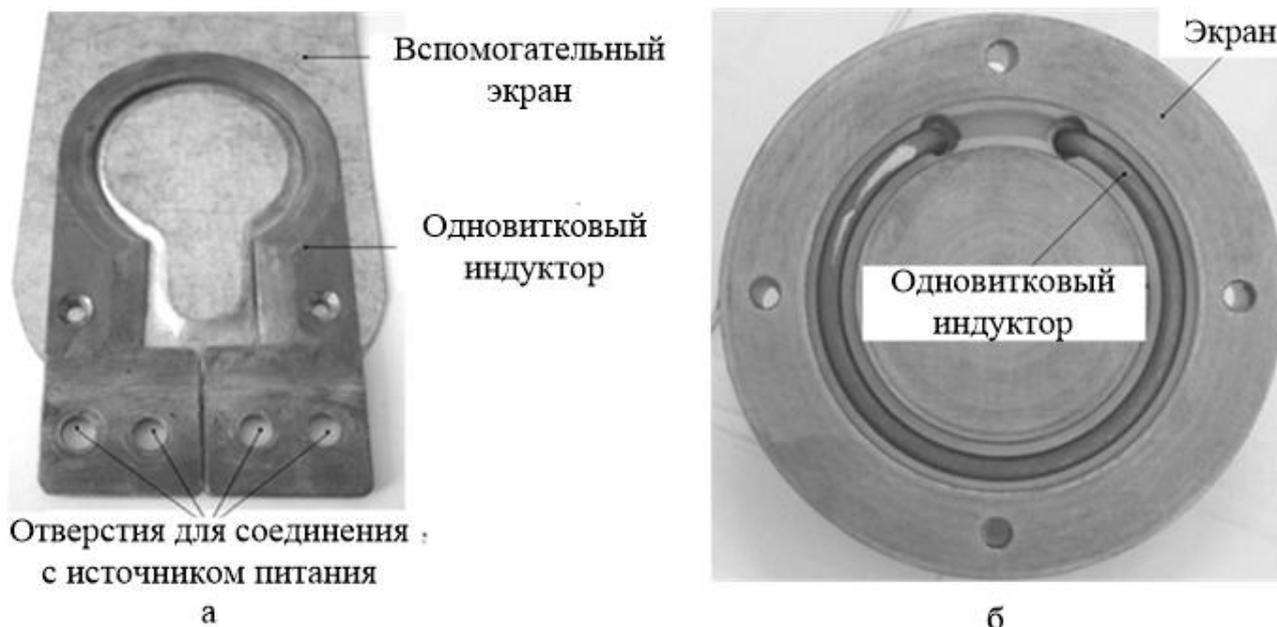
Рис. 1.3. Схематическое представление ИСПЭ с внешней плоской многовитковой обмоткой индуктора:
1 – обмотка; 2 – экран; 3 – листовая заготовка

Говоря о применении, следует отметить, что настоящий инструмент притяжения может быть очень удобным для внешнего бесконтактного выпрямления кузова автомобиля или самолета (без разборки), а также в машиностроении, где обработку заготовки можно выполнять только с одной стороны.

Основное отличие представленных ниже изобретений от предложенных цилиндрических конструкций состоит в прямоугольной форме индукторов, используемых в качестве генераторов магнитного поля. Требуемые частоты из [151] одинаковы для [159], но индуктор, расположенный между экраном и заготовкой, выполненный в виде двух компланарных петель прямоугольной формы, электрически соединенных последовательно друг с другом. Их токопроводы, ограничивающие рабочую область, параллельны. Одновитковый прямоугольный индуктор, запатентованный в [160], размещен между экраном и заготовкой,

которая имеет два разреза вдоль оси симметрии, они же делят ее на две отдельные ветви, последовательно или параллельно соединенных друг с другом. Эта конструкция позволяет регулировать индукцию в зависимости от упомянутого выше разветвления соединений отдельных ветвей и амплитуд, возбуждающих полей. Предложение в [161] идентично запатентованному предложению в [154–156]. Основное различие и существенная новизна заключаются в том, что индуктор сконструирован как две одновитковые плоские прямоугольные катушки. Но так же, как в [154–156], один из них помещен под экраном со стороны заготовки. Второй – над экраном. Ток в катушках течет в одном направлении. Возбуждаемые поля суммируются. Последняя вариация геометрической формы индуктора (по сравнению с решением в [157]) запатентована авторами [161].

В отличие от предыдущих утверждений с прямоугольными индукторами это предложение заключается в размещении прямоугольного одновиткового индуктора не между экраном и листовой заготовкой, а полностью над вспомогательным экраном (рис. 1.4).



Прямоугольный индуктор с двумя внутренними параллельными ветвями



в

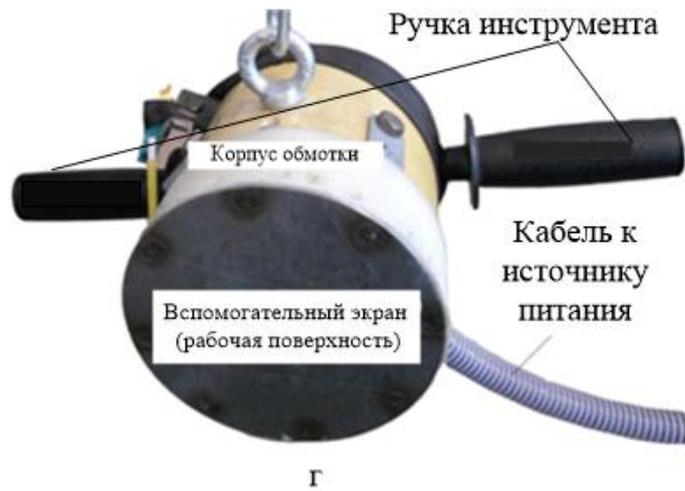
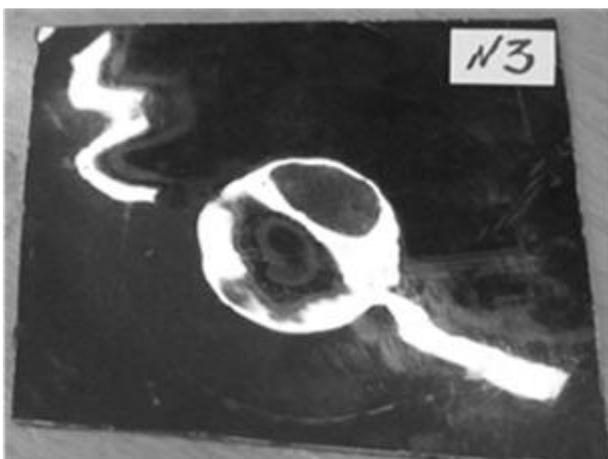


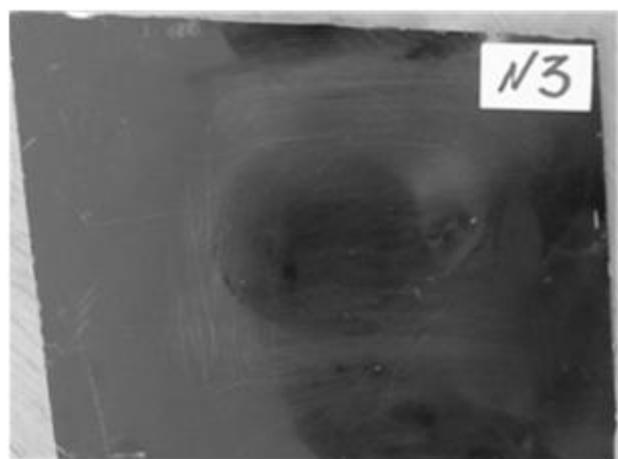
Рис. 1.4. Экспериментальные модели ИСПЭ:

- а) первая конструкция для экспериментов; б) круговой одновитковый индуктор в углублении на поверхности экрана; в) прямоугольный индуктор с двумя внутренними параллельными ветвями; г) конструкция с внешней плоской многовитковой обмоткой в сборке

Обобщая представленные изобретения «Индукционные системы с притягивающими экранами» в качестве инструментов для работы с тонкостенными металлами, следует добавить, что все описанные конструкции были испытаны в экспериментах, которые подтвердили их работоспособность. Некоторые результаты экспериментального тестирования ИСПЭ представлены на рис. 1.5.



а



б

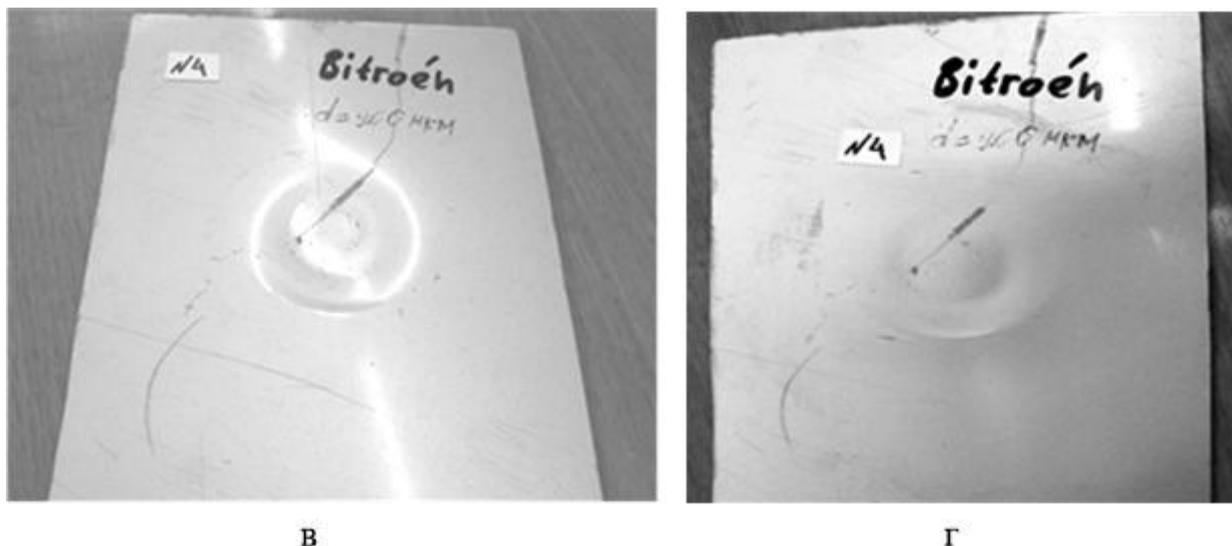


Рис. 1.5. Экспериментальные образцы из разных автомобильных сталей:
 а/м «Subaru»: а) до силового воздействия, б) после притяжения;
 а/м «Citroen»: в) до действия силы, г) после притяжения

Экспериментальные исследования проводились на магнитно-импульсной установке – МИУС-2, созданной в Лаборатории электромагнитных технологии Харьковского национального автомобильно-дорожного университета и используемой в качестве источника мощности с накопленной энергией ~ 2 кДж при максимальном напряжении ~ 2200 В и собственной частотой $\sim 7,5$ кГц [130].

1.3.4 Практическая апробация удаления вмятин в кузове автомобиля магнитно-импульсным притяжением

Патенты [158] и [162] посвящены практическому применению магнитно-импульсного притяжения тонкостенных металлов. В [158] описан наиболее эффективный магнитно-импульсный инструмент притяжения (он был представлен ранее как ИСПЭ). Следует напомнить, что этот индуктор-инструмент для удаления вмятин на поверхности обрабатываемого объекта выполняется как сложная система, состоящая из многовитковой катушки, которая играет роль согласующего трансформатора и вспомогательного притягивающего экрана. Катушка расположена на внешней поверхности экрана. Его противоположная внутренняя поверхность – рабочая поверхность инструмента, с которой расположена вмятина на листовом металле. Несомненным преимуществом этой конструкции инструмента

является существенное уменьшение отталкивающих сил Лоренца за счет отделения тока катушки от тока, индуцированного в обрабатываемом листовом металле. В [162] представлен полный комплекс внешнего бесконтактного магнитно-импульсного выравнивания, который включает в себя и инструмент, и источник электромагнитной энергии.

В основном оборудовании для внешнего магнитно-импульсного выпрямления объединяет ранее описанные и запатентованные компоненты. Подробное описание подобных комплексов представлено в работе [158], под названием «Комплекс внешнего магнитно-импульсного выпрямления», который содержит удаленный портативный инструмент, позволяющий обрабатывать любые требуемые части листов с вмятинами.

Интегральные характеристики инструментов силового воздействия (с соответствующим трансформатором или без этого компонента в цепи зарядки) должны выбираться таким образом, чтобы обеспечить необходимую рабочую частоту возбуждаемых полей. Конструкции индукторных инструментов, параметры (независимо от основного действия) и расположение на обрабатываемом листовом металле должны выбираться таким образом, чтобы обеспечить высокую эффективность, гарантирующую проведение операции по удалению вмятин в соответствии со всеми предыдущими рекомендациями. Следует добавить, что место расположения любой индукторной системы должно обеспечить наилучшую электродинамическую связь между обрабатываемым листовым металлом и инструментом для удаления вмятин. В заключение настоящего рассмотрения представлена документальная иллюстрация практического магнитно-импульсного удаления вмятин с помощью выравнивающего комплекса. Первые фотографии (рис. 1.6.) освещают технологию ремонта автомобильной двери «Audi» инструментом «Индукторная система с притягивающим экраном».

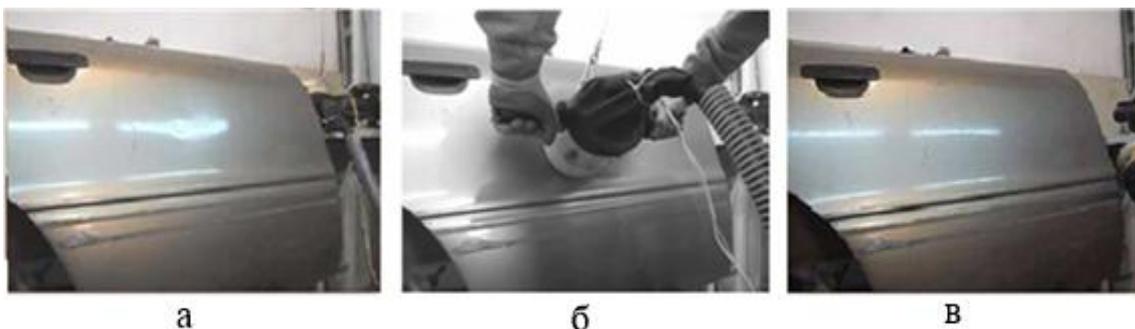


Рис. 1.6. Внешнее удаление вмятины в реальном процессе ремонта:
 а) дверь перед операцией; б) инструмент ИСПЭ в действии; в) дверь после силового воздействия

Следующие фотографии (рис. 1.7.) иллюстрируют технологический маршрут как алгоритм удаления вмятин на автомобильной двери «Subaru».

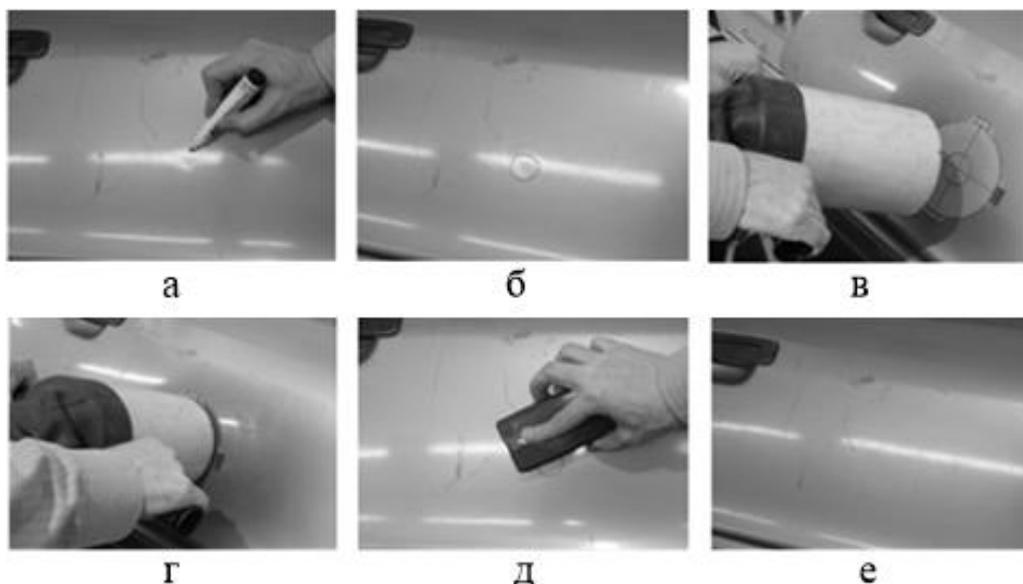


Рис. 1.7. Фотоиллюстрации технологического маршрута:
 а) определение вмятины; б) маркировка граничных размеров;
 в) фиксация инструмента над вмятиной; г) магнитно-импульсное воздействие
 д) удаление маркера; е) панель дверцы автомобиля после силового воздействия

1.3.5 «Прямое пропускание тока» для притяжения листовых металлов

Публикации в современной научной периодике, посвященные исследованиям магнитно-импульсного притяжения при «прямом пропускании тока» через заданный участок обрабатываемого листового металла, весьма малочисленны, это например [163,164].

Магнитно-импульсная система притяжения «с прямым пропусканием тока» через обрабатываемый объект, как инструмент удаления вмятин в тонкостенных листовых металлах, была впервые представлена авторами работы [163]. Инструментом системы является основной токопровод (проводящая полоса конечной ширины), расположенный параллельно над объектом обработки (тонкостенный металлический лист с вмятиной). Рабочая зона инструмента – область между листом и полосой, ограниченная в поперечном направлении ее шириной. К источнику мощности инструмент и обрабатываемый объект подключаются контактным образом непосредственно. Протекающие в них однонаправленные сторонние токи в соответствии с законом Ампера инициируют силовое взаимодействие [177]. Если основной токопровод системы жестко зафиксирован, то металл вмятины, обладающий продольными степенями свободы, будет притягиваться к его плоскости.

Наиболее интересными в цитируемых работах являются следующие выделенные положения.

Предложено и практически апробировано конструктивное решение по созданию инструмента магнитно-импульсного притяжения с «прямым пропусканием тока» для устранения вмятин в плоских листовых образцах. Эффективность выполнения заданной производственной операции с помощью задействованного оборудования оказалась недостаточной, полностью устранить вмятину в листовом образце не удалось [163].

Оценки для системы из двух параллельных проводников с однонаправленными токами показали возможность получения достаточно высоких амплитуд электродинамического взаимного притяжения [164].

Обобщение результатов описанных исследований показали необходимость более тщательного подхода к выбору рабочих частот токовых импульсов, основанного на анализе электродинамических

процессов в инструменте магнитно-импульсного притяжения с «прямым пропуском тока» через заданный участок обрабатываемого объекта. Реальную конструкцию инструмента для такого анализа с достаточной степенью строгости и адекватности можно представить моделью: «лента с током над плоскостью тонкостенного листового металла».

Как следует из феноменологических соображений, помимо рабочих частот на эффективность притяжения должны оказывать влияние и другие факторы. В первую очередь, к таковым следует отнести поперечное распределение тока по проводящей поверхности обрабатываемого объекта и эквивалентное сопротивление всей системы. Снижение концентрации тока в рабочей зоне за счет «растекания» в поперечном направлении влечет за собой падение амплитуд сил притяжения. Эквивалентное сопротивление, как параметр элемента контура в цепи источника мощности, определяет максимумы токов, а, следовательно, и силовые показатели притяжения.

Последний фактор зависит от конструктивного исполнения инструмента магнитно-импульсного притяжения, которое в свою очередь определяется множеством обстоятельств, не поддающихся реальным количественным оценкам. Здесь, как правило, работает феноменология: сопротивление должно быть минимальным, что позволяет получать большие токи, но индуктивность должна быть максимальной, что позволяет концентрировать большую энергию в рабочей зоне инструмента.

1.4 Выводы по главе 1

1. Индукционный нагрев, обладающий неоспоримыми преимуществами в сравнении с традиционными методами термообработки, является прогрессивной экологически чистой технологией обработки металлов.

2. Вне сомнений перспективность использования индукционного нагрева, позволяющего успешно осуществить бесконтактный разъем жёстко посаженных и резьбовых сочленений, локальный нагрев заданных участков термообработки, бесконтактное выравнивание листовых металлов и др.

3. Оценки эффективности существующих инструментов индукционного нагрева позволяют указать на возможность их усовершенствования за счёт введения ферромагнитных сердечников в конструкции инструментов, что позволит увеличить амплитуды вихревых токов и производительность при неизменном уровне энергопотребления.

4. Анализ магнитно-импульсных методов силового воздействия, основанных на притяжении заданных участков листовых металлов, показал востребованность электромагнитных технологий восстановления транспортных средств и необходимость их дальнейшего развития за счёт внедрения разработок новых конструкций инструментов.

5. Анализ действенности инструментов бесконтактного магнитно-импульсного притяжения, основанных на проявлении магнитных свойств обрабатываемых металлов или на силовом взаимодействии индуцированных токов, показал необходимость создания новых инструментов, где притяжение можно осуществить за счёт «прямого пропускания тока» через заданный участок листового металла.

6. Из феноменологических соображений очевидна перспективность соединения индукционного нагрева и силового магнитно-импульсного воздействия на обрабатываемый объект, что позволит существенно расширить возможности современных обрабатывающих технологий с использованием энергии электромагнитных полей.

7. Освещаются фундаментальные изобретения в области магнитного импульсного притяжения листовых металлов с использованием низкочастотных разрядов. Большая часть из них защищена украинскими патентами и мало известна западным специалистам в области магнитных импульсных технологий.

8. Представлены различные типы инструментов притяжения, основанные на разных физических принципах и предназначенные для работы с металлами, обладающими различными электрофизическими свойствами. Они могут деформировать ферромагнетики, такие как низкоуглеродистые стали и немагнитные металлы, например сплавы алюминия.

Даны новшества в магнитно-импульсных установках, используемых в качестве источников энергии в сложном оборудовании для ремонта автомобильных кузовов.

Предложено и успешно апробировано практическое применение разработанных систем для удаления вмятин в листовых металлах.

В целом эти работы можно рассматривать как новое научное направление и использоваться для различных производственных целей, хотя основное внимание уделяется практическому применению в области ремонта автомобильных тел.

ГЛАВА 2

ПЛОСКИЙ СОЛЕНОИД С ФЕРРОМАГНИТНЫМ СЕРДЕЧНИКОМ. ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ОБОСНОВАНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ПРОЦЕССОВ В СИСТЕМЕ «ИНДУКТОР – ЗАГОТОВКА»

Акцентируя внимание на повышении эффективности инструментов индукционного нагрева, не будет лишним еще раз подчеркнуть все возрастающую роль данного способа обработки металлов в современной промышленности.

Достаточно обширный перечень современных производственных операций, успешно осуществляемых с использованием индукционного нагрева, приведен в научной монографии новосибирских ученых [165]. В технологиях ремонта транспортных средств, где раньше использовались источники с открытым пламенем, все большее применение находят разного рода электротехнические приспособления. Так, например, концерном «Betaginnovation», предложен целый ряд устройств, позволяющих устранение мелких вмятин, расчленение металлических и пластмассовых соединений, удаление наклеек, съем разного рода молдингов и др. [127].

Инструментами индукционного нагрева, как правило, являются соленоиды различной геометрии. Это могут быть плоские круговые катушки, протяженные цилиндры и т.д. Намотка может производиться как на диэлектрические каркасы, так и на ферромагнитные сердечники. В последнем случае конструктивного исполнения, как представляется из априорных физических соображений, должен расти уровень электромагнитной связи между источником поля – соленоидом и металлом объекта обработки и, в конечном итоге, должна расти эффективность собственно индукционного нагрева [47,166]. Однако работы о влиянии ферромагнетиков на индукционные эффекты в современной научной периодике не освещены.

Цель настоящих исследований – анализ электромагнитных процессов в металлических образцах при возбуждении поля плоским соленоидом с ферромагнитным сердечником. Полученные оценки представляют практический интерес для создания эффективных

систем индукционного нагрева в прогрессивных технологиях ремонта современного автотранспорта.

2.1 Объект нагрева – массивный металлический образец. Модель системы и постановка задачи

Настоящее рассмотрение посвящено теоретическим исследованиям процессов индукционного нагрева металлических объектов, геометрические размеры которых являются достаточно большими в сравнении с величиной скин-слоя. Как известно, последняя характеристика определяется временными параметрами электромагнитного поля, удельной электропроводностью и магнитной проницаемостью обрабатываемого металла. Отмеченное определение «массивности» является весьма относительным, и используется в электродинамических задачах для возможного упрощения соответствующих алгоритмов их решения (приближение бесконечно протяжённой среды). В противном случае достаточно малых размеров металлического объекта в сравнении с глубиной проникновения поля, как правило, применяются методы расчёта, в которых объект обработки полагается идеально проводящим.

Основным результатом должна стать оценка влияния магнитных свойств материала, являющегося основой для обмотки плоского кругового индуктора – источника возбуждаемого поля, на электромагнитные процессы в массивном металлическом образце. В этой связи, для выделения определяющего фактора влияния, реальную систему можно представить адекватной моделью из двух сред с различными электрофизическими характеристиками, в одной из которых расположен собственно индуктор. Реально, во избежание вихревых токов, основа его обмотки выполняется либо из пластического диэлектрика, либо шихтованной стали, либо из феррита. Данное обстоятельство позволяет считать среду с индуктором непроводящей, но обладающей в той или иной степени магнитными свойствами. Вторая среда, где возбуждаются индуцированные токи, – это металл с произвольными электрофизическими характеристиками.

Графически, принимаемая модель представлена на рис. 2.1.

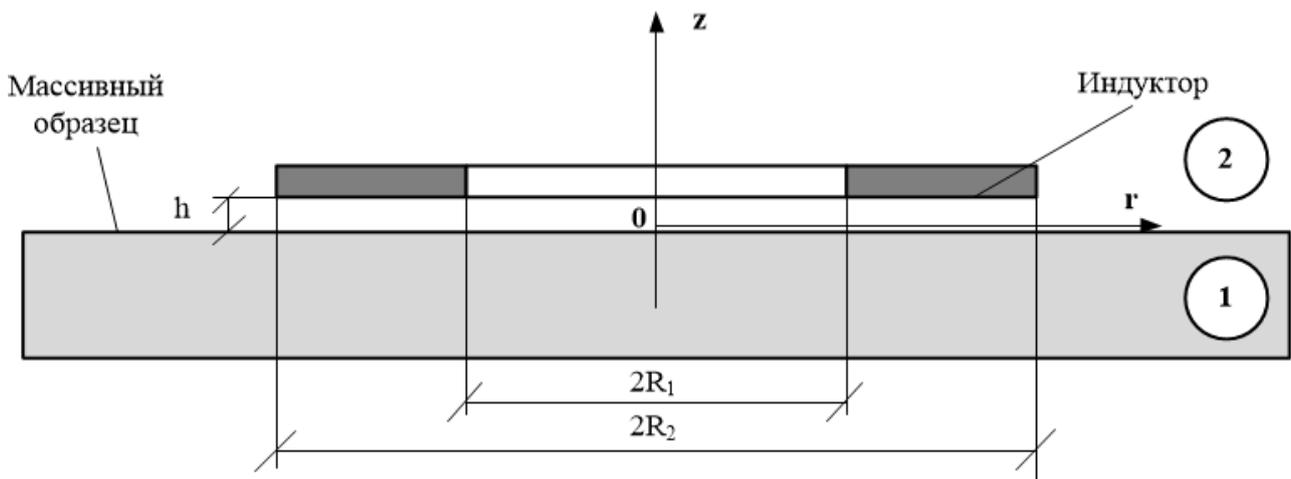


Рис. 2.1. Расчетная модель в цилиндрической системе координат:

- 1 – проводящая магнитная среда $\gamma_1 \neq 0, \mu_{r1} > 1$;
- 2 – непроводящая магнитная среда $\gamma_2 = 0, \mu_{r2} > 1$

Решение задачи проведем аналогично работам [147,167,168], где достаточно подробно изложен применяемый математический аппарат. Более подробное описание его особенностей можно найти в справочном руководстве [169].

Постановка задачи, формулировка допущений.

1. Полупространство – 1, $z \in (-\infty, 0]$, проводящая магнитная среда – металл с удельной электропроводностью $\gamma_1 \neq 0$ и относительной магнитной проницаемостью $\mu_{r1} > 1$.

2. Полупространство – 2, $z \in [0, \infty)$, непроводящая (диэлектрическая) магнитная среда с удельной электропроводностью $\gamma_2 = 0$ и относительной магнитной проницаемостью $\mu_{r2} > 1$.

3. Имеет место азимутальная однородность $\frac{\partial}{\partial \varphi} = 0$.

4. Круговой индуктор из «w» витков пренебрежимо малой толщины, не влияющей на протекающие электромагнитные процессы, размещен над границей раздела выделенных сред на высоте $z = h$.

5. В индукторе протекает равномерно распределенный по радиусу гармонический во времени ток с плотностью $j_i(t)$. Его рабочая частота – ω удовлетворяет условию квазистационарности:

$\frac{\omega}{c} \cdot l \ll 1$, где c – скорость света в вакууме, l – наибольший характерный размер системы.

2.1.1 Интегрирование уравнений Максвелла и анализ протекающих электромагнитных процессов

Уравнения Максвелла для ненулевых составляющих напряженностей электромагнитного поля, преобразованных по Лапласу с учетом нулевых начальных условий, имеют вид:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial H_r(p, r, z)}{\partial z} - \frac{\partial H_r(p, r, z)}{\partial r} = j_\varphi(p, r, z), \end{array} \right. \quad (2.1)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial r} (r \cdot E_\varphi(p, r, z)) = -\mu \cdot p \cdot H_z(p, r, z), \end{array} \right. \quad (2.2)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial E_\varphi(p, r, z)}{\partial z} = \mu \cdot p \cdot H_z(p, r, z), \end{array} \right. \quad (2.3)$$

где p – параметр преобразования Лапласа,
 $\mu = \mu_0 \cdot \mu_r$, μ_r – относительная магнитная проницаемость среды,

$$\begin{aligned} E_\varphi(p, r, z) &= L\{E_\varphi(t, r, z)\}, \\ H_{r,z}(p, r, z) &= L\{H_{r,z}(t, r, z)\}, \\ j_\varphi(p, r, z) &= L\{j_\varphi(t, r, z)\}. \end{aligned}$$

В общем случае плотность тока в правой части уравнения (2.1) записывается в виде:

$$j_\varphi(p, r, z) = (p\varepsilon_0 + \gamma) \cdot E_\varphi(p, r, z) + j_{\varphi i}(p, r, z), \quad (2.4)$$

где $j_{\varphi i}(p, r, z)$ – плотность стороннего тока в индукторе,

$$j_{\varphi i}(p, r, z) = j_i(p) \cdot [\eta(r - R_1) - \eta(r - R_2)] \cdot \delta(z - h), \quad (2.5)$$

$$j_i(p) = L\{j_i(t)\}, \quad j_i(p) = \frac{I(p)}{R_2 - R_1},$$

$j_i(t)$ – амплитудно-временная зависимость плотности возбуждающего тока,

$\eta(r), \delta(r)$ – ступенчатая функция Хевисайда и дельта-функция Дирака, соответственно;

γ – удельная электропроводность среды с током,

ε_0 – диэлектрическая проницаемость вакуума.

Выделим области с однородными электрофизическими характеристиками:

а) область 1, магнитный металл, $z \leq 0$, с удельной электропроводностью $\gamma_1 \neq 0$ и относительной магнитной проницаемостью $\mu_{r1} > 1$;

б) область 2, магнитный диэлектрик, $z \geq 0$, с удельной электропроводностью $\gamma_2 = 0$ и относительной магнитной проницаемостью $\mu_{r2} > 1$.

Из системы уравнений Максвелла (2.1) – (2.3) можно получить дифференциальные уравнения для азимутальной компоненты напряженности электрического поля, которые после интегрального преобразования Фурье-Бесселя, принимают вид:

а) область 1, магнитный металл, $z \leq 0$

$$\frac{d^2 E_\varphi^{(1)}(p, \lambda, z)}{dz^2} - q^2(p, \lambda) \cdot E_\varphi^{(1)}(p, \lambda, z) = 0, \quad (2.6)$$

где $E_\varphi^{(1)}(p, \lambda, z)$ – Фурье-Бесселев L-образ азимутальной компоненты напряженности электрического поля в области – 1,

$$E_\varphi^{(1)}(p, \lambda, z) = \int_0^\infty E_\varphi^{(1)}(p, r, z) \cdot J_1(\lambda \cdot r) r dr,$$

λ – параметр интегрального преобразования Фурье-Бесселя,

$J_1(\lambda \cdot r)$ – функция Бесселя 1го порядка,

$q(p, \lambda) = \sqrt{\lambda^2 + p(\mu_0 \mu_{r1}) \gamma_1}$ – параметр, имеющий физический смысл волнового числа,

$$F(\lambda) = \int_{R_1}^{R_2} r J_1(\lambda \cdot r) dr \quad - \quad \text{Фурье-Бесселев образ функции}$$

равномерного радиального распределения тока в индукторе.

Общий интеграл уравнения (2.6), удовлетворяющий условию ограниченности для $z \rightarrow -\infty$, имеет вид:

$$E_{\varphi}^{(1)}(p, \lambda, z) = A(p, \lambda) \cdot e^{q(p, \lambda)z}, \quad (2.7)$$

где $A(p, \lambda)$ – произвольная постоянная интегрирования;

б) область 2, магнитный диэлектрик, $z \geq 0$

$$\frac{d^2 E_{\varphi}^{(2)}(p, \lambda, z)}{dz^2} - \lambda^2 \cdot E_{\varphi}^{(2)}(p, \lambda, z) = K(p, \lambda) \cdot \delta(z-h), \quad (2.8)$$

где $E_{\varphi}^{(2)}(p, \lambda, z)$ – Фурье-Бесселев L-образ азимутальной компоненты напряженности электрического поля в области – 2,

$$E_{\varphi}^{(2)}(p, \lambda, z) = \int_0^{\infty} E_{\varphi}^{(2)}(p, r, z) \cdot J_1(\lambda \cdot r) r dr,$$

λ – параметр интегрального преобразования Фурье-Бесселя,
 $J_1(\lambda \cdot r)$ - функция Бесселя 1го порядка,

$$K(p, \lambda) = (\mu_0 \mu_{r2}) \cdot p \cdot j_i(p) \cdot F(\lambda),$$

$$F(\lambda) = \int_{R_1}^{R_2} r J_1(\lambda \cdot r) dr \quad - \quad \text{Фурье-Бесселев образ функции}$$

равномерного радиального распределения тока в индукторе.

Общий интеграл уравнения (2.8), удовлетворяющий условию ограниченности для $z \rightarrow \infty$, имеет вид:

$$E_{\varphi}^{(2)}(p, \lambda, z) = B(p, \lambda) \cdot e^{-\lambda z} + \frac{K(p, \lambda)}{\lambda} \cdot \left(\eta(z-h) \cdot sh(\lambda(z-h)) - 0,5 \cdot e^{\lambda(z-h)} \right), \quad (2.9)$$

где $B(p, \lambda)$ – произвольная постоянная интегрирования.

С помощью выражений (2.7), (2.9) и уравнения Максвелла (2.3) находим, что

а) область 1, $z \leq 0$

$$H_r^{(1)}(p, \lambda, z) = \frac{q(p, \lambda)}{p(\mu_0 \mu_{r1})} \cdot A(p, \lambda) \cdot e^{q(p, \lambda)z}, \quad (2.10)$$

б) область 2, $z \geq 0$

$$H_r^{(2)}(p, \lambda, z) = \frac{\lambda}{p(\mu_0 \mu_{r2})} \times \left[\begin{array}{l} -B(p, \lambda) \cdot e^{-\lambda z} + \\ + \frac{K(p, \lambda)}{\lambda} \left(\eta(z-h) sh(\lambda(z-h)) - 0,5 e^{\lambda(z-h)} \right) \end{array} \right], \quad (2.11)$$

Неизвестные $A(p, \lambda)$ и $B(p, \lambda)$ в выражениях для компонент вектора возбуждаемого электромагнитного поля можно определить из условий непрерывности тангенциальных составляющих \vec{E} и \vec{H} на границах раздела различных сред.

Приравнивая тангенциальные составляющие электрической и магнитной напряженности на границе раздела сред $-z = 0$ получаем систему линейных алгебраических уравнений (СЛАУ) относительно указанных неизвестных.

$$\begin{cases} A(p, \lambda) = B(p, \lambda) - 0,5 \cdot e^{-\lambda h} \cdot \frac{K(p, \lambda)}{\lambda} \\ - \left(\frac{q(p, \lambda) \cdot \mu_{r2}}{\lambda \cdot \mu_{r1}} \right) A(p, \lambda) = B(p, \lambda) + 0,5 \cdot e^{-\lambda h} \cdot \frac{K(p, \lambda)}{\lambda} \end{cases}, \quad (2.12)$$

Из СЛАУ (2.12) находим, что

$$A(p, \lambda) = - \frac{K(p, \lambda) \cdot e^{-\lambda h}}{\left(\left(\frac{\mu_{r2}}{\mu_{r1}} \right) \cdot q(p, \lambda) + \lambda \right)}. \quad (2.13)$$

Выражение (2.13) подставим в формулу (2.7). Результат помножим на удельную электропроводность металла – γ_1 . После выполнения всех необходимых подстановок получим формулу для плотности индуцированного тока в пространстве изображений, определенных принятыми интегральными преобразованиями.

$$j_{\varphi}^{(1)}(p, \lambda) = - \left((\mu_0 \cdot \mu_{r2}) \cdot \gamma_1 \right) \cdot F(\lambda) \cdot e^{-\lambda h} \cdot \frac{p \cdot j_i(p) \cdot e^{q(p, \lambda) \cdot z}}{\left(\left(\frac{\mu_{r2}}{\mu_{r1}} \right) \cdot q(p, \lambda) + \lambda \right)}. \quad (2.14)$$

Полный ток, индуцированный в металле, находится интегрированием выражения (2.14) по $z \in (-\infty, 0]$. С учетом его направления в принятой системе координат получаем, что

$$J_{\varphi}(p, \lambda) = - \left((\mu_0 \cdot \mu_{r2}) \cdot \gamma_1 \right) \cdot \frac{p \cdot j_i(p) \cdot F(\lambda) \cdot e^{-\lambda h}}{q(p, \lambda) \cdot \left(\left(\frac{\mu_{r2}}{\mu_{r1}} \right) \cdot q(p, \lambda) + \lambda \right)}. \quad (2.15)$$

В выражении (2.15) выполним обратное интегральное преобразование Фурье-Бесселя. Получим, что

$$J_{\varphi}(p, r) = -((\mu_0 \cdot \mu_{r2}) \cdot \gamma_1) \times \\ \times \int_0^{\infty} \frac{p \cdot j_i(p) \cdot F(\lambda) \cdot e^{-\lambda h}}{q(p, \lambda) \cdot \left(\left(\frac{\mu_{r2}}{\mu_{r1}} \right) \cdot q(p, \lambda) + \lambda \right)} \cdot \lambda \cdot J_1(\lambda r) d\lambda. \quad (2.16)$$

Вначале проанализируем полученный результат в крайне противоположных физических идеализациях. Реальная ситуация имеет место между ними.

Первая из них – это режим возбуждения индуцированного тока в идеальном проводнике. Как было уже ранее указано, на практике данная идеализация соответствует режиму с достаточно высокими частотами, когда имеет место резкий поверхностный эффект.

В выражении (2.15) выполним предельный переход при $\gamma_1 \rightarrow \infty$. Получим, что

$$\lim_{\gamma_1 \rightarrow \infty} J_{\varphi}(p, \lambda) = \left\| q(p, \lambda) \approx \sqrt{p \cdot (\mu_0 \cdot \mu_{r1}) \gamma_1} \rightarrow \infty \right\| = \\ = -j_i(p) \cdot F(\lambda) \cdot e^{-\lambda h} \quad (2.17)$$

Обратное преобразование Лапласа в выражении (2.17) после необходимых подстановок даст с точностью до обозначений зависимость, описывающую возбуждение вихревых токов в идеальном проводнике. Таким образом, выполненный предельный переход полностью подтверждает достоверность проводимых вычислений для металла с реальным значением удельной электропроводности.

Вторая – это режим достаточно низких рабочих частот, когда металл области – 1 «прозрачен» для действующих полей.

Примечание. Теоретически, «прозрачность» металлического слоя толщиной – d обеспечивается при условии $\frac{\delta}{d} \gg 1$, где $\delta = \sqrt{\frac{2}{\omega \cdot (\mu_0 \mu_{r1}) \cdot \gamma_1}}$ – эффективная глубина проникновения поля [129,133]. Отсюда соответствующий диапазон рабочих частот: $\omega \ll \frac{2}{d^2 \cdot (\mu_0 \mu_{r1}) \cdot \gamma_1}$. В случае металла, как

полупространства с $d \rightarrow \infty$ и удельной электропроводностью $-\gamma_1$, «прозрачность» для действующего поля может иметь место только при достаточно низкой проводимости, то есть, при $\gamma_1 \rightarrow 0$.

Следует отметить, что практическая реализация данного режима не возможна физически. И вот почему. Вследствие массивности нагреваемого металла, идеализация «прозрачности» при его бесконечной протяженности требует строгого выполнения хотя бы одного из двух условий. Первое из них, это стремление к нулю удельной электропроводности металла ($\gamma_1 \rightarrow 0$), что скорее соответствует не проводнику, а диэлектрику. Или второе, это стремление к нулю частоты возбуждающего сигнала ($\omega \rightarrow 0$), что соответствует постоянному току в обмотке индуктора, когда не возможны никакие индукционные эффекты.

Тем не менее, идеализация «прозрачности» интересна именно из практических соображений, поскольку, пусть качественно, но устанавливает возможные ориентиры для реализации индукционного нагрева достаточно массивных и плохо проводящих объектов.

Выполним в (2.15) предельный переход при $\gamma_1 \rightarrow 0$. После обратного преобразования Лапласа получим, что

$$J_\varphi(p, r) = -\frac{dj_i(t)}{dt} \cdot \frac{(\mu_0 \mu_{r2}) \gamma_1}{\left(\left(\frac{\mu_{r2}}{\mu_{r1}}\right) + 1\right)} \cdot \int_0^\infty \frac{F(\lambda) \cdot e^{-\lambda h}}{\lambda} \cdot J_1(\lambda r) d\lambda. \quad (2.18)$$

Приведем выражение (2.18) к виду, удобному для практических оценок.

Первое. Как правило, возбуждающий сигнал имеет гармоническую форму во времени, то есть, $j_i = j_{im} \cdot \sin(\omega t)$, где j_{im} – амплитуда плотности тока в индукторе.

Соответственно, $\frac{dj_i(t)}{dt} = j_{im} \cdot \omega \cdot \cos(\omega t)$ и максимум производной будет равен $j_{im} \cdot \omega$.

Второе. Интегрированием выражения (2.18) по $r \in [0, R_2]$ можно найти величину тока индуцированного в круге радиуса $-R_2$. Итак,

$$\int_0^{R_2} J_1(\lambda r) dr = \frac{1}{\lambda} \cdot (1 - J_0(\lambda R_2)).$$

Выполняя соответствующие подстановки в формулу (2.18), находим максимум тока, индуцированного в металле при интенсивном проникновении возбуждаемого поля.

$$I_{\varphi m} = -j_{im} \cdot \frac{(\mu_0 \mu_{r2}) \gamma_1}{\left(\left(\frac{\mu_{r2}}{\mu_{r1}} \right) + 1 \right)} \cdot \int_0^{\infty} \frac{F(\lambda) \cdot e^{-\lambda h}}{\lambda^2} \cdot (1 - J_0(\lambda R_2)) d\lambda. \quad (2.19)$$

Проанализируем полученный результат.

Зависимость от магнитных свойств выделенных сред определяется множителем $\beta = \frac{\mu_{r2}}{\left(\left(\frac{\mu_{r2}}{\mu_{r1}} \right) + 1 \right)}$. Его величина

устанавливает влияние намагниченности на процесс возбуждения индуцированного тока в металле образца.

$$\beta = \frac{\mu_{r2}}{\left(\left(\frac{\mu_{r2}}{\mu_{r1}} \right) + 1 \right)} \approx \begin{cases} (0,5 \cdot \mu_{r1,2}), & \text{при } \mu_{r2} \approx \mu_{r1} \\ \mu_{r1}, & \text{при } \mu_{r2} \ll \mu_{r1} \\ \mu_{r2}, & \text{при } \mu_{r2} \gg \mu_{r1} \end{cases}. \quad (2.20)$$

Из оценок (2.20) следует, что:

– при одинаковом уровне намагниченности сред (относительные магнитные проницаемости равны) количественная зависимость индуцированного тока определяется величиной, равной половине относительной магнитной проницаемости;

– при намагниченности диэлектрической среды, намного превышающей намагниченность металла, количественно, индуцированный ток определяется величиной магнитной проницаемости только металла;

– при намагниченности диэлектрической среды, намного меньшей намагниченности металла, индуцированный ток определяется величиной магнитной проницаемости именно диэлектрической среды (а не металла).

В терминах реального положения вещей следствия из (2.20) можно переформулировать следующим образом.

– Основа обмотки индуктора и металл не обладают магнитными свойствами, то есть $\mu_{r2} = \mu_{r1} = 1$. Естественно, что величина индуцированного тока определяется множителем – $\left(\frac{\mu_0}{2}\right)$.

– Основа обмотки индуктора – магнитный материал с $\mu_{r2} > 1$, но металл – немагнитен, $\mu_{r1} = 1$. Амплитуда индуцированного тока определяется множителем μ_0 , не зависит от уровня намагниченности основы обмотки индуктора (величины $\mu_{r2} > 1$), но в 2 раза превышает аналог предыдущего случая немагнитной основы индуктора. Таким образом, уровень индуктивной связи системы «индуктор с магнитным заполнением – немагнитный металл» в 2 раза выше за счет влияния магнитных свойств основы обмотки индуктора.

– Основа обмотки индуктора и металл – ферромагнетики. В зависимости от уровней их намагниченности возможно определяющее влияние магнитных свойств, как основы обмотки, так и металла. Но множитель, определяющий амплитуду индуцированного тока, в отличие от ситуации с неферромагнетиками, будет содержать уже относительную магнитную проницаемость, отличную от единицы.

2.1.2 Численные оценки и возможность увеличения интенсивности индукционных эффектов

Для расчета показателей индукционных эффектов на произвольных частотах действующих полей в выражении (2.16) необходимо выполнить обратное преобразование Лапласа (переход в пространство оригиналов). Данная математическая операция осуществляется в несколько последовательных этапов.

В подынтегральном выражении выделим множитель вида:

$$G(p, \lambda) = \frac{1}{q(p, \lambda) \cdot \left(\left(\frac{\mu_{r2}}{\mu_{r1}} \right) \cdot q(p, \lambda) + \lambda \right)}. \quad (2.21)$$

С учетом (2.21) оригинал линейной плотности индуцированного тока запишется как функция радиальной координаты и времени.

$$J_\varphi(p, r) = -(\mu_0 \cdot \mu_{r2}) \cdot \gamma_1 \cdot \int_0^\infty F(\lambda) \cdot e^{-\lambda h} \cdot \lambda \cdot J_1(\lambda r) \cdot g(t, \lambda) d\lambda, \quad (2.22)$$

где $g(t, \lambda) = \left(\frac{dj_i(t)}{dt} \cdot G(t, \lambda) \right)$ – свертка функций,

$$G(t, \lambda) = L^{-1} \{ G(p, \lambda) \}.$$

Найдем $G(t, \lambda)$. Выражение (2.21) преобразуем к виду, удобному для дальнейших преобразований.

Поскольку металл рассматривается как бесконечное проводящее полупространство, введем эффективную глубину проникновения поля – $\delta = \sqrt{\frac{2}{\omega \cdot (\mu_0 \cdot \mu_{r1}) \cdot \gamma_1}}$, с помощью которой в зависимости (2.21) можно выделить два безразмерных алгебраических слагаемых.

$$G(p, \lambda) = \delta^2 \cdot (G_1(p, \lambda) - G_2(p, \lambda)), \quad (2.23)$$

где $G_1(p, \lambda) = \frac{1}{\tau_1 \cdot \left(\frac{\mu_{r2}}{\mu_{r1}} \right)} \cdot \frac{1}{\left(p + \frac{\alpha}{\tau_1} \right)}$, $\alpha = (\lambda \cdot \delta)^2 \cdot \left(1 - \left(\frac{\mu_{r1}}{\mu_{r2}} \right)^2 \right)$,

$\tau_1 = \mu_{r1} \cdot \gamma_1 \cdot \delta^2$ – характерное время проникновения поля в скин-слой металла,

$$G_2(p, \lambda) = \frac{(\lambda \cdot \delta)}{\tau_1^{3/2} \cdot \left(\frac{\mu_{r2}}{\mu_{r1}}\right)^2} \cdot \frac{1}{\sqrt{p + \beta} \cdot \left(p + \frac{\alpha}{\tau_1}\right)}, \quad \beta = \frac{(\lambda \cdot \delta)^2}{\tau_1}.$$

Оригиналы слагаемых в сумме (2.23) после необходимых тождественных преобразований будут определяться следующими выражениями:

$$\left\{ \begin{array}{l} G_1(t, \lambda) = L^{-1}\{G_1(p, \lambda)\} = \frac{1}{\tau_1 \cdot \left(\frac{\mu_{r2}}{\mu_{r1}}\right)} \cdot e^{-\alpha \cdot \frac{t}{\tau_1}}, \\ G_2(t, \lambda) = L^{-1}\{G_2(p, \lambda)\} = \frac{e^{-\alpha \cdot \frac{t}{\tau_1}}}{\tau_1 \cdot \left(\frac{\mu_{r2}}{\mu_{r1}}\right)} \cdot \frac{2}{\sqrt{\pi}} \cdot \int_0^{(\lambda \delta) \left(\frac{\mu_{r1}}{\mu_{r2}}\right) \cdot \sqrt{\frac{t}{\tau_1}}} e^{-\psi^2} d\psi. \end{array} \right. \quad (2.24)$$

С учетом (2.23) оригинал алгебраической суммы (2.22) принимает вид:

$$G(t, \lambda) = \delta^2 \cdot \frac{e^{-\alpha \frac{t}{\tau_1}}}{\tau_1 \cdot \left(\frac{\mu_{r2}}{\mu_{r1}}\right)} \cdot \left[1 - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{(\lambda \delta) \left(\frac{\mu_{r1}}{\mu_{r2}}\right) \cdot \sqrt{\frac{t}{\tau_1}}} e^{-\psi^2} d\psi \right]. \quad (2.25)$$

Теперь свертка функций в зависимости (2.22) для гармонического со времени возбуждающего тока индуктора – $j_i(t) = j_{im} \cdot \sin(\omega t)$ запишется в виде определенного интеграла:

$$g(t, \lambda) = j_{im} \frac{(\delta^2 \cdot \omega)}{\tau_1 \left(\frac{\mu_{r2}}{\mu_{r1}} \right)} \times \int_0^t \cos(\omega(t-\zeta)) e^{-\alpha\zeta} \left[1 - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{(\lambda\delta) \left(\frac{\mu_{r1}}{\mu_{r2}} \right) \sqrt{\frac{\zeta}{\tau_1}}} e^{-\psi^2} d\psi \right] d\zeta. \quad (2.26)$$

С учетом выражения (2.26) и введения новых переменных интегрирования пространственно-временную зависимость для линейной плотности индуцированного тока можно представить формулой, удобной для выполнения численных оценок:

$$J_\varphi(\theta, r) = -j_{im} \cdot \int_0^\infty F(x) \cdot e^{-x \frac{h}{\delta}} \cdot x \cdot J_1\left(x \cdot \frac{r}{\delta}\right) \cdot g(\theta, x) dx, \quad (2.27)$$

где $\theta = \omega \cdot t$ – фаза во временной зависимости возбуждающего тока индуктора,

$x = \lambda\delta$ – переменная интегрирования в интеграле Фурье-Бесселя,

$$x \in [0, \infty), F(x) = \frac{1}{x^2} \cdot \int_{\left(x \cdot \frac{R_1}{\delta}\right)}^{\left(x \cdot \frac{R_2}{\delta}\right)} y \cdot J_1(y) dy,$$

$$g(\theta, x) = \int_0^\theta \cos(\theta - \alpha) e^{-x^2 \left(1 - \left(\frac{\mu_{r1}}{\mu_{r2}} \right)^2 \right) \cdot \frac{\alpha}{(\omega\tau_1)}} \times$$

$$\times \left[1 - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{x \cdot \left(\frac{\mu_{r1}}{\mu_{r2}} \right) \cdot \sqrt{\frac{\alpha}{(\omega \tau_1)}}} e^{-\psi^2} d\psi \right] d\alpha.$$

$\alpha \in [0, \theta]$ – переменная интегрирования во временной зависимости индуцированного тока.

Из выражения (2.27) находим коэффициент пропорциональности между максимумами плотности индуцированного тока и плотности возбуждающего тока в индукторе.

$$K = \left| \frac{J_\varphi(r)|_{\max}}{j_{im}} \right| = \left| \int_0^\infty F(x) \cdot e^{-x \frac{h}{\delta}} \cdot x \cdot J_1 \left(x \cdot \frac{r}{\delta} \right) \cdot g(\theta, x) dx \right|_{\max}, \quad (2.28)$$

где $J_\varphi(r)|_{\max} = J_\varphi(\theta, r)|_{\theta=\frac{\pi}{2}}$

Отметим, что величина коэффициента K характеризует количественно интенсивность индукционных процессов в рассматриваемой системе.

Вычисления проведем для одного из вариантов систем индукционного нагрева, созданного в Лаборатории электромагнитных технологий Харьковского национального автомобильно-дорожного университета.

Исходные данные для расчетов.

1. Геометрия индукторной системы:
 - радиальные размеры – $R_1 = 0,025$ м, $R_2 = 0,03$ м,
 - расстояние от индуктора до металла – $h = 0,001$ м.
2. Частота возбуждающего тока – $f = 25$ кГц.
3. Величина относительной магнитной проницаемости [171]: $\mu_r \in [1, 1000]$.

Отдельные результаты численных оценок, выполненных с помощью соотношений (2.27) и (2.28), представлены в графической форме на рис. 2.2. и рис. 2.3.

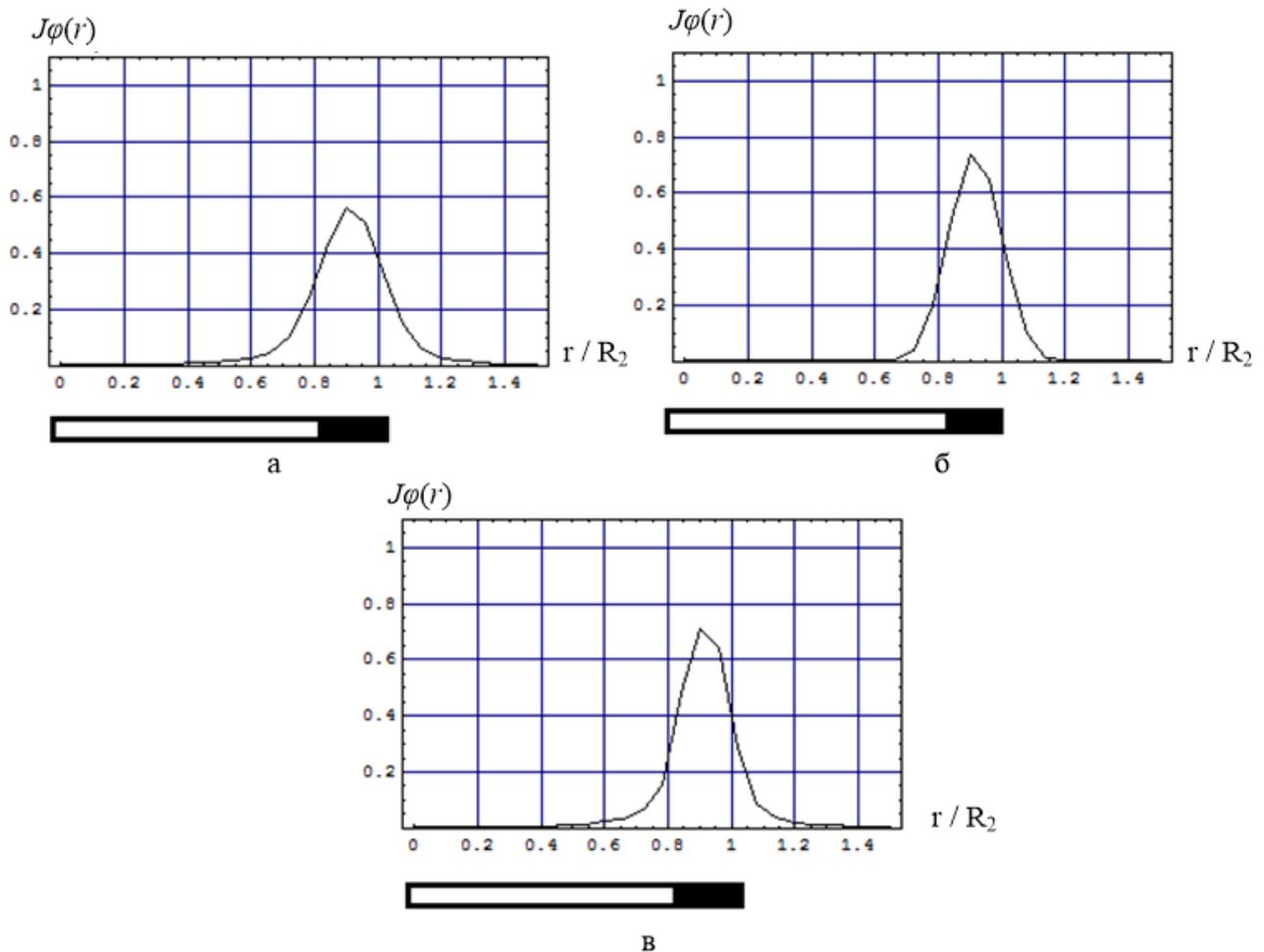


Рис. 2.2. Радиальное распределение временных максимумов линейной плотности индуцированного тока в относительных единицах (нормировка на максимум возбуждающего сигнала):

- а) среда с индуктором и металл объекта нагрева – немагнитны, относительные магнитные проницаемости: $\mu_{r1} = \mu_{r2} = 1$;
- б) среда с индуктором намагничена до $\mu_{r2} = 100$, объект нагрева – немагнитный металл $\mu_{r1} = 1$;
- в) среда с индуктором и металл объекта нагрева – одинаково намагничены, $\mu_{r1} = \mu_{r2} = 1$

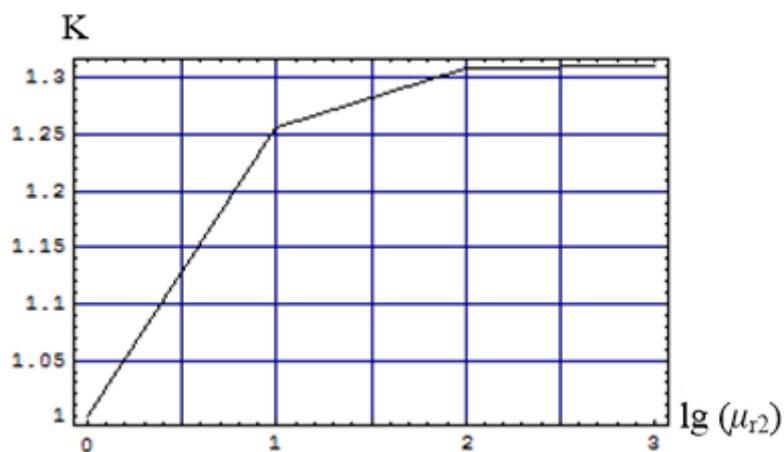


Рис. 2.3. Интенсивность индукционного процесса в зависимости от уровня намагниченности среды с индуктором.

Оценки, выполненные для реальных конструктивных, временных и электрофизических данных, показали, что в диапазоне намагниченности среды с индуктором – $\mu_{r2} \in [1, 1000]$ имеют место следующие характеристики индукционного процесса:

- коэффициент пропорциональности между амплитудами плотности индуцированного и возбуждающего токов не превышает величины $K \leq 1,31$, то есть, количественно, оценка влияния магнитных свойств среды с индуктором на величину индуцированного тока принимает значения в диапазоне 0...31 %;

- рост уровня намагниченности среды с индуктором резко увеличивает интенсивность индукционного процесса при $\mu_{r2} \leq 10$, но дальнейший рост намагниченности не оказывает существенного влияния на возбуждение вихревых токов;

- в случае одинаковой намагниченности среды с индуктором и массивного металла показатели процесса индукции приближенно совпадают с аналогами, когда нагреваемый металл не обладает магнитными свойствами, то есть, интенсивность процесса возбуждения вихревых токов определяется исключительно уровнем намагниченности среды с индуктором.

Примечание. Несмотря на отсутствие зависимости индуцированных токов в металле от уровня его намагниченности, его нагрев все же должен зависеть от этой электрофизической характеристики. Действительно, увеличение магнитной проницаемости ведет к уменьшению величины скин-слоя, что означает рост активного сопротивления контуров протекания

индуцированных токов и, соответственно, рост температурных показателей процесса индукционного нагрева.

Увеличить амплитуду плотности индуцированных токов можно с помощью определенного конструктивного решения, предполагающего введение второго идентичного плоского индуктора.

Оба источника магнитного поля располагаются в одной плоскости. Последовательное электрическое соединение их обмоток должно обеспечивать такую направленность возбуждающих токов, что бы в центральной области системы, индуцированные токи складывались. Схематически, предлагаемое конструктивное решение и соответствующая расчетная модель системы представлены на рис. 2.4.

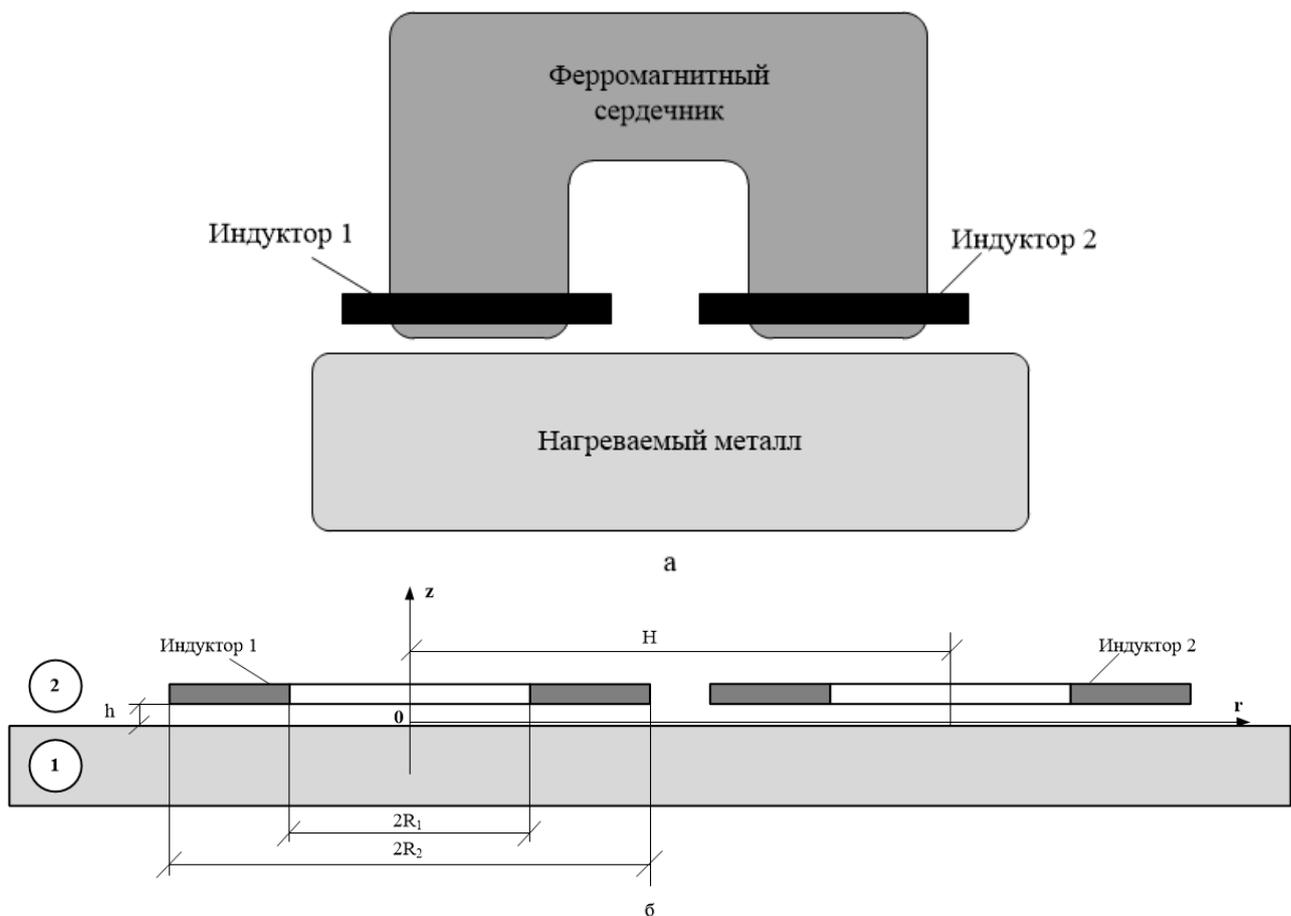


Рис. 2.4. Иллюстрация возможности увеличения интенсивности индукционных эффектов:
а) схема конструктивного выполнения системы;
б) расчетная модель ($H \geq 2R_2$)

Расчетные соотношения для количественной оценки индукционных эффектов в предложенной конструкции с двумя индукторами легко получить из выражения (2.27).

Согласно расчетной модели на рис. 2.4.а, линейную плотность тока, индуцированного вторым индуктором можно представить следующей зависимостью:

$$J_{\varphi}^{(2)}(\theta, r) = -j_{im} \cdot \int_0^{\infty} F(x) \cdot e^{-x \frac{h}{\delta}} \cdot x \cdot J_1 \left(x \cdot \frac{(H-r)}{\delta} \right) \cdot g(\theta, x) dx. \quad (2.29)$$

Воспользуемся принципом суперпозиции.

Просуммируем выражения (2.27) и (2.29). В фазовую зависимость подставим $\theta = \frac{\pi}{2}$, соответствующее максимуму возбуждающего тока.

Несложные тождественные преобразования полученного результата позволяют записать радиальную зависимость амплитуд относительной линейной плотности тока, индуцированного полями двух индукторов.

$$J_{\varphi}(r) = \frac{J_{\varphi}^{(S)} \left(\theta = \frac{\pi}{2}, r \right)}{j_{im}} = - \int_0^{\infty} F(x) \cdot e^{-x \frac{h}{\delta}} \cdot x \left[\begin{array}{l} J_1 \left(x \cdot \frac{r}{\delta} \right) + \\ + J_1 \left(x \cdot \frac{(H-r)}{\delta} \right) \end{array} \right] \cdot g \left(\theta = \frac{\pi}{2}, x \right) dx \quad (2.30)$$

Численные оценки проведем для тех же исходных данных, что и ранее, с добавлением величины расстояния между индукторами. Очевидно, что максимальный эффект при суперпозиции их полей должен иметь место при минимальном значении расстояния, равном удвоенному радиусу одинаковых индукторов, то есть $H = 2R_2$.

Выпишем все исходные данные для расчета.

1. Геометрия:

- радиальные размеры – $R_1 = 0,025$ м, $R_2 = 0,03$ м;
- расстояние от индуктора до металла – $h = 0,001$ м;
- 2. Частота возбуждающего тока – $f = 25$ кГц.
- 3. Величина относительной магнитной проницаемости [171]:
 $\mu_r \in [1, 100]$.
- 4. Расстояние между центрами обмоток индукторов:
 $H = 0,06$ м.

Результаты численных оценок распределения плотности индуцированных токов вдоль диаметров индукторов рассматриваемой системы, выделенных с помощью соотношений (2.27), (2.29) и (2.30), представлены на рис. 2.5. и рис. 2.6.

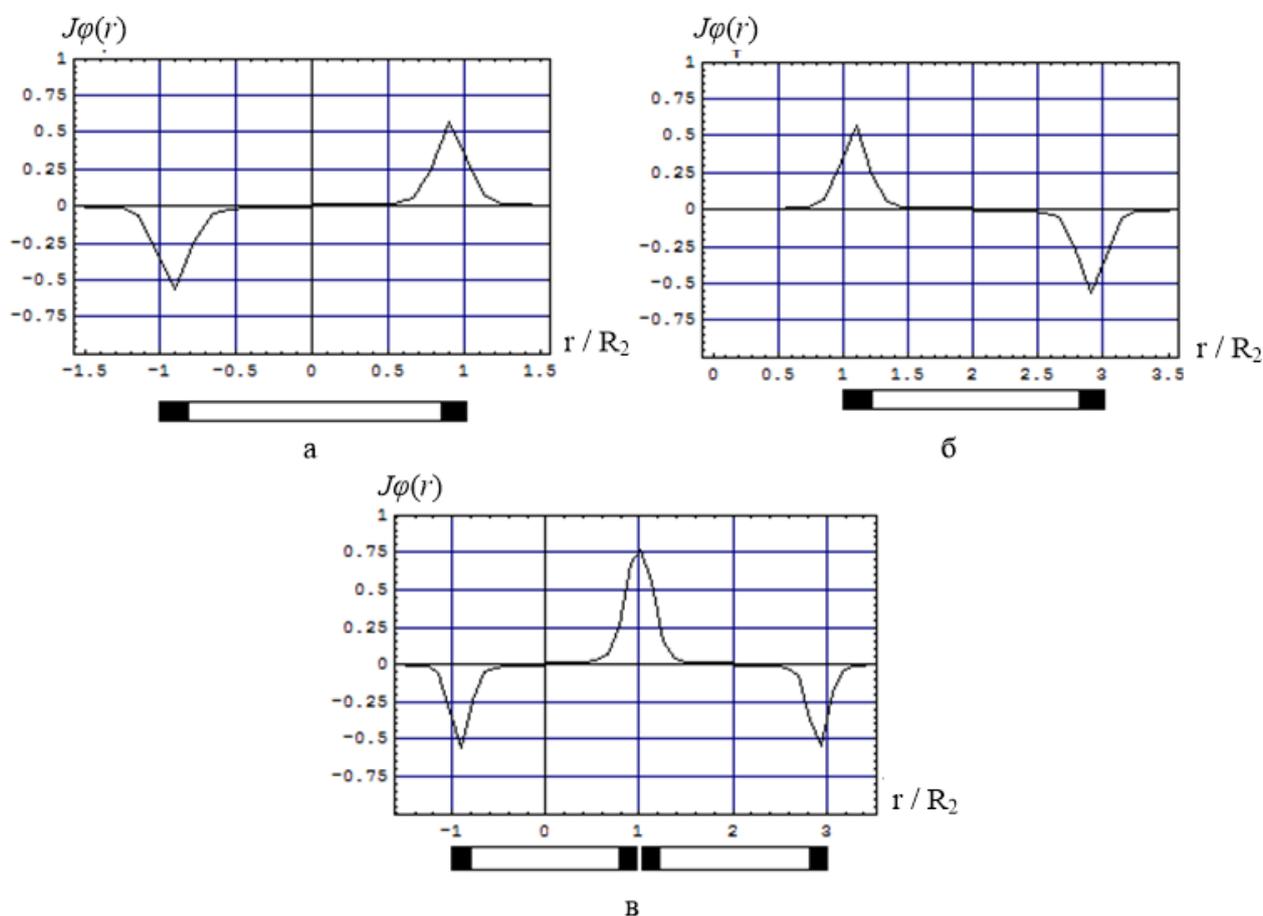


Рис. 2.5. Радиальное распределение временных максимумов относительной линейной плотности индуцированных токов (нормировка на максимум возбуждающего сигнала), в случае немагнитных среды с индукторами и металла, $\mu_{r1} = \mu_{r2} = 1$:
 а) подключен только индуктор 1; б) подключен только индуктор 2;
 в) подключены индуктор 1 и индуктор 2

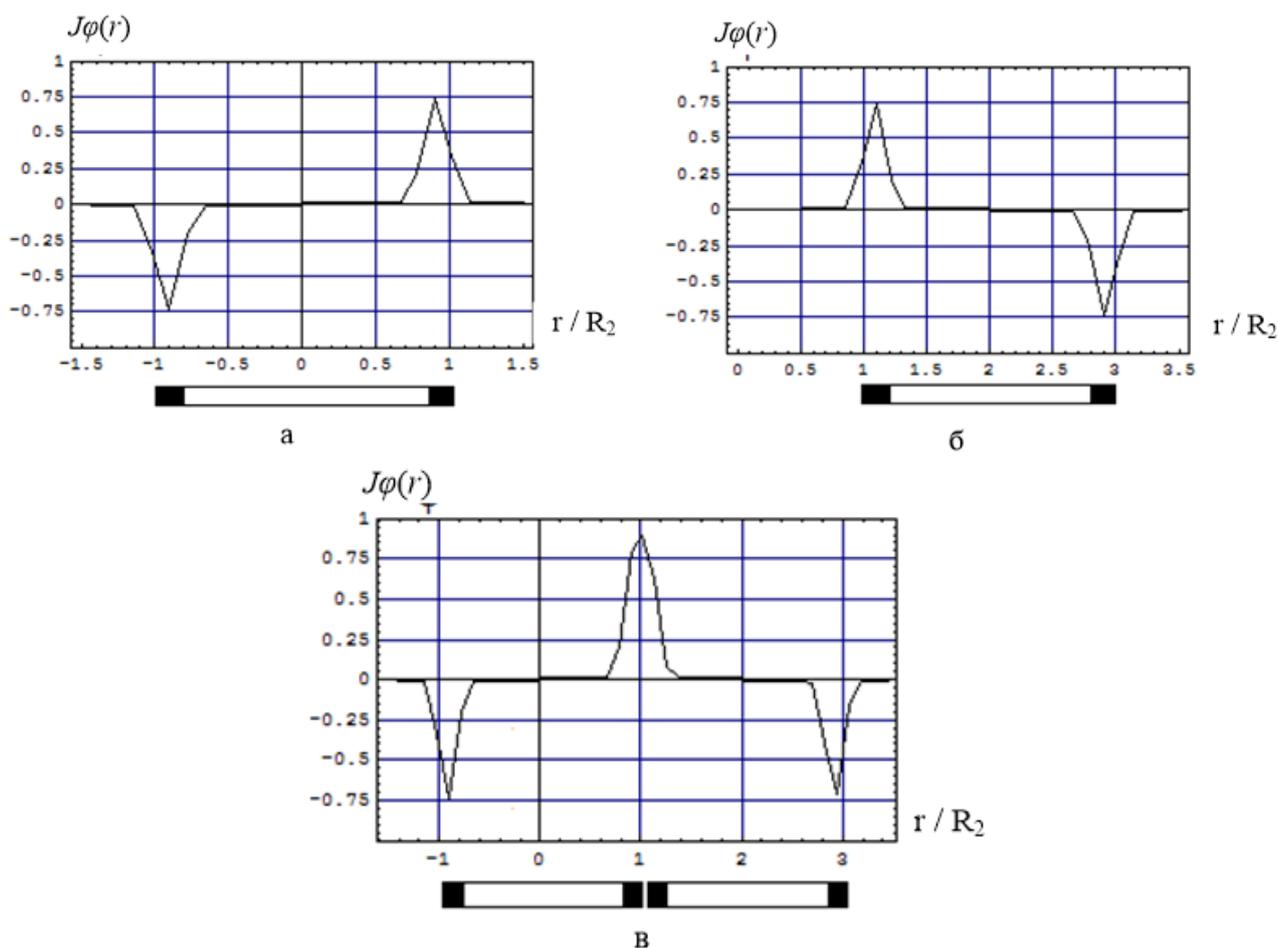


Рис. 2.6. Радиальное распределение временных максимумов относительной линейной плотности индуцированных токов (нормировка на максимум возбуждающего сигнала) в случае магнитной среды с индукторами ($\mu_{r2} = 100$) и немагнитного металла ($\mu_{r1} = 1$) : а) подключен только индуктор 1, б) подключен только индуктор 2, в) подключены индуктор 1 и индуктор 2

Проведенные вычисления дали следующие оценки амплитуд индуцированных токов.

1. Введение в систему индукционного нагрева дополнительного источника магнитного поля позволяет реально увеличить интенсивность индукционных процессов.

– в случае немагнитных среды с двумя индукторами металла массивного объекта ($\mu_{r1} = \mu_{r2} = 1$) по сравнению с аналогичной ситуацией при подключении одного индуктора имеет место увеличение амплитуды вихревых токов более чем в $\sim 1,3$ раза;

– в случае намагниченной среды с двумя индукторами ($\mu_{r2} = 100$) и немагнитного металла нагреваемого объекта ($\mu_{r1} = 1$) по сравнению с аналогичной ситуацией при подключении одного

индуктора имеет место увеличение амплитуды вихревых токов более чем в $\sim 1,2$ раза;

– в системе с двумя индукторами в магнитной среде над немагнитным металлом по сравнению с системой, где один индуктор и немагнитные составляющие, возможно увеличение интенсивности индукционного процесса более чем в $\sim 1,5$ раза.

2. В формировании индуцированного сигнала определяющую роль играет уровень намагниченности среды с источниками магнитного поля, наличие или отсутствие магнитных свойств у металла нагреваемого массивного объекта практически не влияет на амплитуды возбуждаемых вихревых токов.

В предлагаемых конструкциях инструментов индукционного нагрева массивных металлических объектов, визуально просматриваются замкнутые контуры для возбуждаемых основных магнитных потоков с минимумом потоков рассеяния. Это первое условие эффективности индукционных эффектов. Вторым обязательным условием является существование замкнутых контуров для протекания вихревых токов. Последнее обстоятельство требует тщательного выбора места для расположения инструмента с тем, что бы обеспечить замкнутость линий индуцированных токов по проводящим элементам нагреваемого объекта.

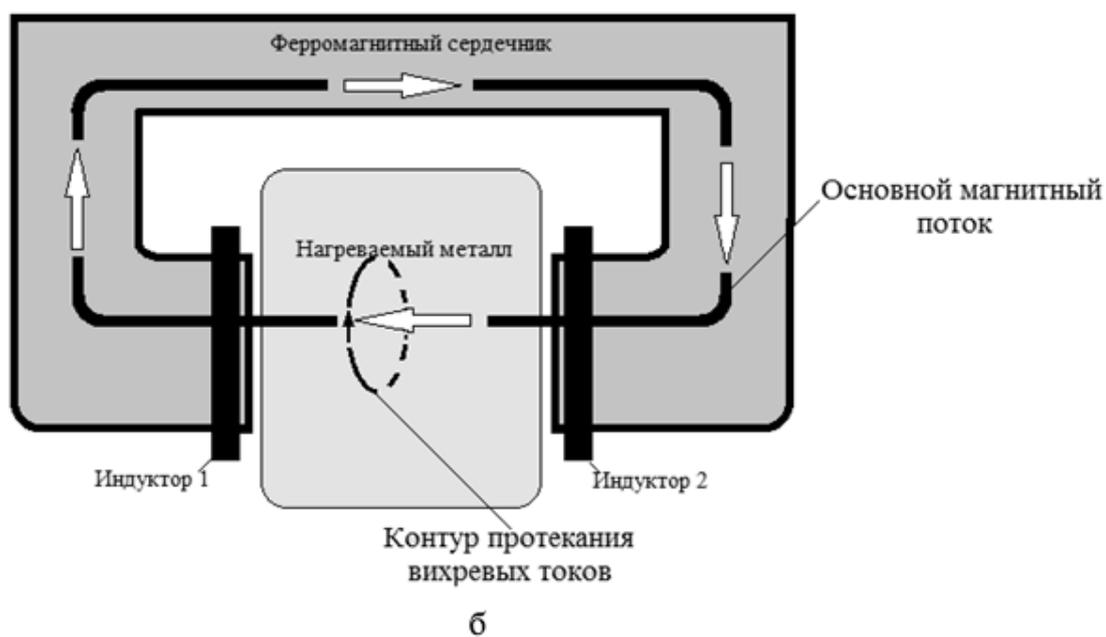
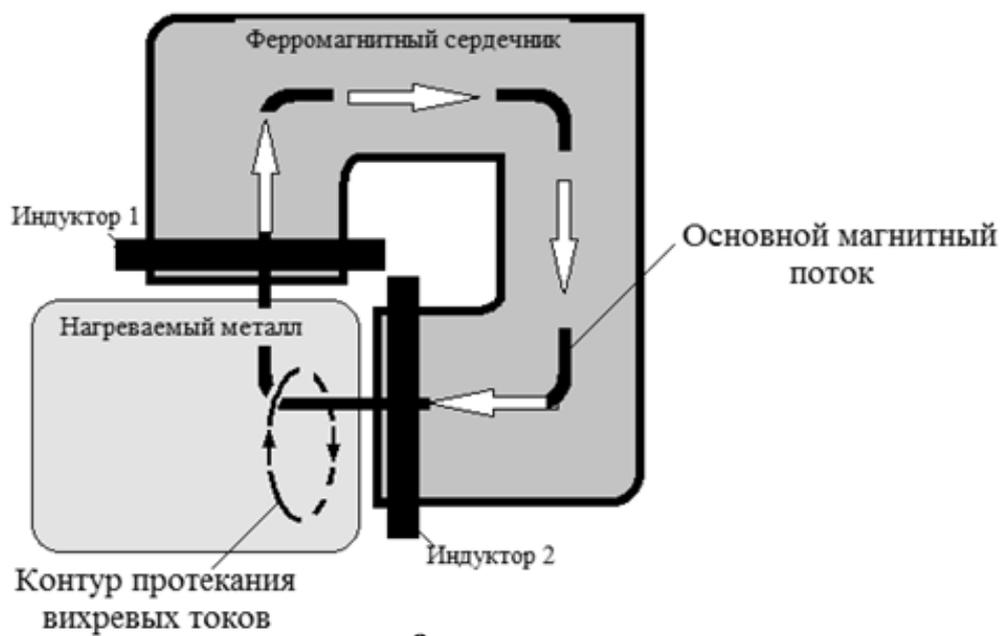
Примечания.

1. Электрическое включение обмоток индукторов должно обеспечивать возбуждение однонаправленных магнитных потоков.

2. Обмотки могут подключаться к отдельным независимым источникам мощности, что позволяет раздельную регулировку параметров возбуждающих токов.

3. Возможно последовательное или параллельное подключение обмоток к одному источнику мощности.

4. Выбор конкретной схемы питания определяется, исходя из конкретных условий технического задания на инструмент индукционного нагрева (рис. 2.7).



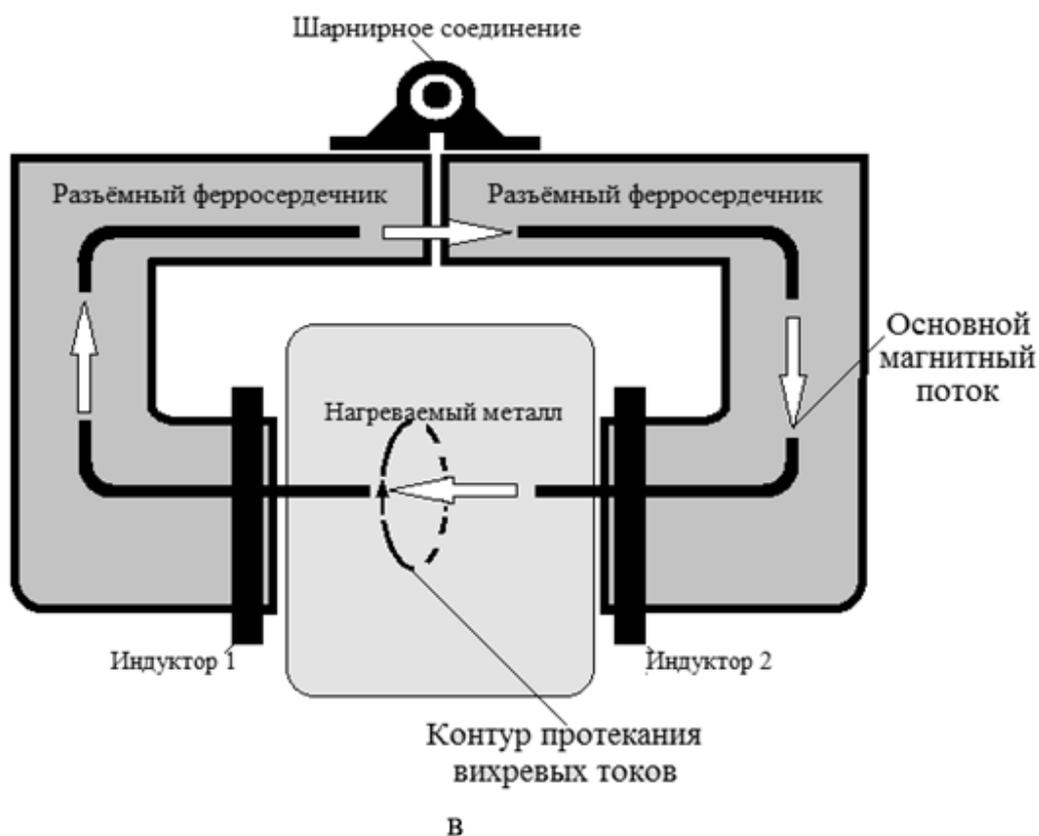


Рис. 2.7. Варианты конструктивного исполнения индукторов с ферромагнитными сердечниками:
а, б – неразъемные сердечники; в – разъемный сердечник

2.2 Объект нагрева – тонкостенный листовый металл. Модель системы и постановка задачи

Использование индукционного нагрева для решения значительного класса производственных проблем описано в многочисленных научных публикациях [3,126,127,131–133,165,166]. Среди них особый интерес представляет предложение инженеров концерна «Betaginnovation» для рихтовки небольших вмятин в кузовных покрытиях автотранспортных средств вместо источников тока с открытым пламенем применить индукционный нагрев [127]. Его инструментами, как известно, могут быть круговые соленоиды с обмоткой либо на диэлектрических, либо на ферромагнитных сердечниках. В последнем случае, как представляется из априорных физических соображений, должен расти уровень электромагнитной связи между источником поля – соленоидом и металлом объекта обработки, что должно привести к увеличению амплитуд

возбуждаемых вихревых токов и, в конечном итоге, к росту эффективности собственно индукционного нагрева [47].

Однако предложение использовать явление индукции для нагрева именно тонкостенных металлов, каковыми являются кузовные покрытия автотранспортных средств, ставит ряд вопросов, не освещенных в современной научной периодике. Речь идет об особенностях, присущих процессам проникновения переменных электромагнитных полей сквозь тонкие проводящие ферромагнетики [47,166,170]. Здесь необходим отдельный анализ, учитывающий геометрические и электрофизические характеристики объекта индукционного нагрева.

Цель настоящих исследований – анализ электромагнитных процессов в тонкостенном листовом металле (как с магнитными свойствами, так и без них) при возбуждении поля плоским соленоидом с ферромагнитным сердечником. Полученные оценки, как было ранее указано, представляют практический интерес для создания эффективных систем индукционного нагрева в прогрессивных технологиях ремонта современного автотранспорта.

Основной интерес представляет оценка влияния магнитных свойств сердечника обмотки плоского кругового индуктора – источника возбуждаемого поля, на электромагнитные процессы в тонкостенном металлическом образце. В этой связи для анализа можно принять адекватную расчетную модель из трех условных составляющих: «бесконечная непроводящая (в сердечниках не должны возбуждаться вихревые токи) магнитная среда с индуктором – источником поля», «тонкостенный проводящий листовой ферромагнетик» и «диэлектрическое полупространство».

Принимаемая расчетная модель представлена на рис. 2.8.

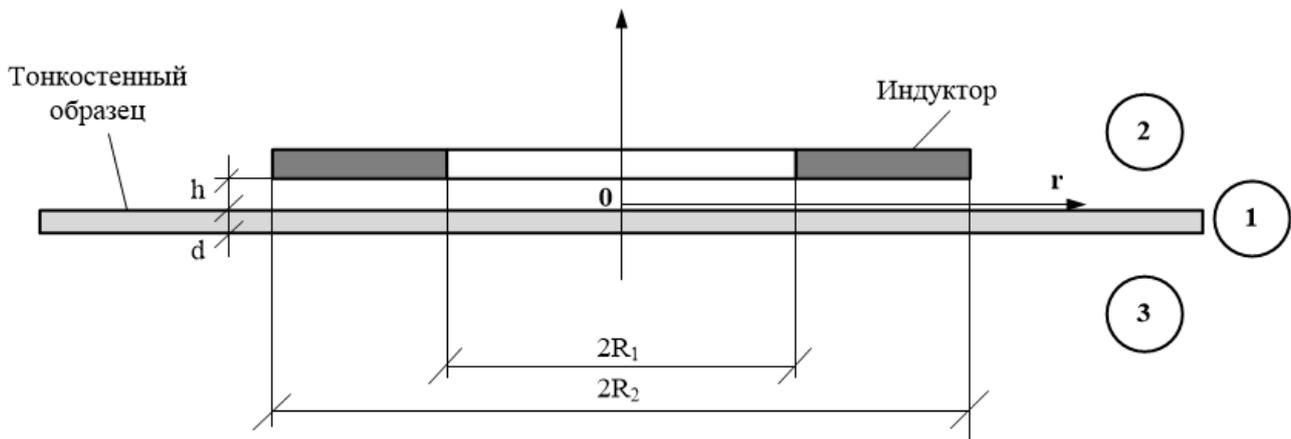


Рис. 2.8. Расчетная модель в цилиндрической системе координат:

- 1 – лист магнитного металла $\gamma_1 \neq 0, \mu_{r1} > 1$;
- 2 – диэлектрическая магнитная среда – феррит $\gamma_2 = 0, \mu_{r2} \geq 1$;
- 3 – свободное полупространство $\gamma_3 = 0, \mu_{r3} = 1$

Решение задачи проведем аналогично работам [147,167,168], где достаточно подробно изложен применяемый математический аппарат. Более подробное описание его особенностей можно найти в справочном руководстве [169].

Справедливости ради следует отметить, что подобные рассуждения освещены в выше цитируемых работах, но их результаты не позволяют получить оценок, соответствующих поставленной цели.

Постановка задачи, принятые допущения.

1. Область 1, $z \in [-d, 0]$ лист магнитного металла с удельной электропроводностью $\gamma_1 \neq 0$, относительной магнитной проницаемостью $\mu_{r1} > 1$ и толщиной $-d$.

2. Полупространство 2, $z \in [0, \infty)$, диэлектрическая магнитная среда – феррит с удельной электропроводностью $\gamma_2 = 0$ и относительной магнитной проницаемостью $\mu_{r2} \geq 1$.

3. Полупространство 3, $z \in (-\infty, -d]$ с удельной электропроводностью $\gamma_3 = 0$ и относительной магнитной проницаемостью $\mu_{r3} = 1$.

4. Имеет место азимутальная однородность, так что $\frac{\partial}{\partial \varphi} = 0$.

5. Круговой индуктор пренебрежимо малой толщины, не влияющий на протекающие электромагнитные процессы, размещен над границей раздела «феррит – лист металла» на высоте $-z = h$.

6. В индукторе протекает равномерно распределенный по радиусу ток с плотностью $-j_i(t)$, t – время, спектр которого содержит частоты, удовлетворяющие условию квазистационарности протекающих процессов: $\frac{\omega}{c} \cdot l \ll 1$, ω – циклическая частота, c – скорость света в вакууме, l – наибольший характерный размер рассматриваемой системы.

2.2.1 Интегрирование уравнений Максвелла и анализ протекающих электромагнитных процессов

Уравнения Максвелла для ненулевых составляющих напряженностей электромагнитного поля, преобразованных по Лапласу, с учетом нулевых начальных условий имеют вид:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial H_r(p, r, z)}{\partial z} - \frac{\partial H_z(p, r, z)}{\partial r} = j_\varphi(p, r, z), \end{array} \right. \quad (2.31)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial r} (r \cdot E_\varphi(p, r, z)) = -\mu \cdot p \cdot H_z(p, r, z), \end{array} \right. \quad (2.32)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial E_\varphi(p, r, z)}{\partial z} = \mu \cdot p \cdot H_r(p, r, z), \end{array} \right. \quad (2.33)$$

где p – параметр преобразования Лапласа

$$\begin{aligned} E_\varphi(p, r, z) &= L\{E_\varphi(t, r, z)\}, \\ H_{r,z}(p, r, z) &= L\{H_{r,z}(t, r, z)\}, \\ j_\varphi(p, r, z) &= L\{j_\varphi(t, r, z)\}. \end{aligned}$$

$\mu = \mu_0 \cdot \mu_r$, μ_0 – магнитная постоянная, μ_r – относительная магнитная проницаемость среды.

В общем случае плотность тока в правой части уравнения (2.31) записывается в виде:

$$j_\varphi(p, r, z) = (p \cdot \varepsilon_0 + \gamma) \cdot E_\varphi(p, r, z) + j_{\varphi i}(p, r, z), \quad (2.34)$$

где $j_{\varphi i}(t, r, z)$ – плотность стороннего тока в индукторе,

$$j_{\varphi i}(p, r, z) = j_i(p) \cdot [\eta(r - R_1) - \eta(r - R_2)] \cdot \delta(z - h).$$

$j_i(p) = L\{j_i(t)\}$, $j_i(t)$ – амплитудно-временная зависимость плотности возбуждающего тока;

$\eta(r)$, $\delta(r)$ – ступенчатая функция Хевисайда и дельта-функция Дирака, соответственно;

γ – удельная электропроводность среды с током,

ε_0 – диэлектрическая проницаемость вакуума.

При решении поставленной задачи выделим области с однородными электрофизическими характеристиками:

а) область 1, лист металла, $z \in [-d, 0]$, с удельной электропроводностью – $\gamma_1 \neq 0$ и относительной магнитной проницаемостью – $\mu_{r1} > 1$;

б) область 2, магнитный диэлектрик – феррит, $z \geq 0$, с удельной электропроводностью – $\gamma_2 = 0$ и относительной магнитной проницаемостью – $\mu_{r2} > 1$.

в) область 3, $z \in (-\infty, -d]$, свободное полупространство с удельной электропроводностью $\gamma_3 = 0$ и относительной магнитной проницаемостью – $\mu_{r3} = 1$.

Из системы Максвелла (2.31 – 2.33) можно получить дифференциальные уравнения для азимутальной компоненты напряженности электрического поля, которые после интегрального преобразования Фурье-Бесселя, принимают вид:

а) область 1, лист магнитного металла, $z \in [-d, 0]$

$$\frac{d^2 E_{\varphi}^{(1)}(p, \lambda, z)}{dz^2} - q^2(p, \lambda) \cdot E_{\varphi}^{(1)}(p, \lambda, z) = 0, \quad (2.35)$$

где $E_{\varphi}^{(1)}(p, \lambda, z)$ – Фурье-Бесселев L-образ азимутальной компоненты напряженности электрического поля в области 1,

$$E_{\varphi}^{(1)}(p, \lambda, z) = \int_0^{\infty} E_{\varphi}^{(1)}(p, r, z) \cdot J_1(\lambda \cdot r) r dr,$$

λ – параметр интегрального преобразования Фурье-Бесселя,

$J_1(\lambda \cdot r)$ – функция Бесселя 1го порядка,

$q(p, \lambda) = \sqrt{\lambda^2 + p(\mu_0 \mu_{r1}) \gamma_1}$ – параметр, имеющий физический смысл волнового числа в среде с электрофизическими параметрами $(\mu_0 \mu_1), \gamma_1$;

б) область 2, магнитный диэлектрик – феррит, $z \geq 0$,

$$\frac{d^2 E_{\varphi}^{(2)}(p, \lambda, z)}{dz^2} - \lambda^2 \cdot E_{\varphi}^{(2)}(p, \lambda, z) = K(p, \lambda) \cdot \delta(z - h), \quad (2.36)$$

где $E_{\varphi}^{(2)}(p, \lambda, z)$ – Фурье-Бесселев L-образ азимутальной компоненты напряженности электрического поля в области – 2,

$$E_{\varphi}^{(2)}(p, \lambda, z) = \int_0^{\infty} E_{\varphi}^{(2)}(p, r, z) \cdot J_1(\lambda \cdot r) r dr,$$

λ – параметр интегрального преобразования Фурье-Бесселя

$J_1(\lambda \cdot r)$ – функция Бесселя 1го порядка,

$$K(p, \lambda) = (\mu_0 \cdot \mu_{r2}) \cdot p \cdot j_i(p) \cdot F(\lambda),$$

$$F(\lambda) = \int_{R_1}^{R_2} r \cdot J_1(\lambda \cdot r) dr \quad - \quad \text{Фурье-Бесселев образ функции}$$

равномерного радиального распределения тока в индукторе;

в) область 3, свободное полупространство, $z \in (-\infty, -d]$

$$\frac{d^2 E_{\varphi}^{(3)}}{dz^2} - \lambda^2 \cdot E_{\varphi}^{(3)}(p, \lambda, z) = 0. \quad (2.37)$$

Решение обыкновенных линейных дифференциальных уравнений второго порядка (2.35 – 2.37) приводит к выражениям следующего вида.

а) Область 1, $z \in [-d, 0]$

Общий интеграл уравнения (2.35) имеет вид:

$$E_{\varphi}^{(1)}(p, \lambda, z) = A_1(p, \lambda) \cdot e^{q(p, \lambda)z} + A_2(p, \lambda) \cdot e^{-q(p, \lambda)z}, \quad (2.38)$$

где $A_{1,2}(p, \lambda)$ – произвольные постоянные интегрирования.

б) Область 2, $z \geq 0$

Общий интеграл уравнения (2.36), удовлетворяющий условию ограниченности для $z \rightarrow \infty$, имеет вид:

$$E_{\varphi}^{(2)}(p, \lambda, z) = B(p, \lambda) \cdot e^{-\lambda z} + \frac{K(p, \lambda)}{\lambda} \cdot \left(\eta(z-h) \cdot sh(\lambda(z-h)) - 0,5 \cdot e^{\lambda(z-h)} \right). \quad (2.39)$$

где $B(p, \lambda)$ – произвольная постоянная интегрирования.

2.2.2 Индукционные процессы в идеализации сверхпроводимости листового металла

Наиболее простой и прозрачный результат анализа влияния магнитных свойств среды с возбуждающим током на индукционные процессы в тонкостенном металле можно получить в предположении его идеальной проводимости, то есть, считая $\gamma_1 \rightarrow \infty$. практически, данная идеализация соответствует случаю сверхвысоких частот, когда в металле реализуется резкий поверхностный эффект [47,168].

Из граничного условия на поверхности раздела двух сред – $E_{\varphi}^{(2)}(p, \lambda, z=0) = 0$ можно легко определить произвольную

постоянную интегрирования – $B(p, \lambda) = 0,5 \cdot e^{-\lambda h}$, после подстановки которой в выражение (2.39) получаем, что

$$E_{\varphi}^{(2)}(p, \lambda, z) = \frac{K(p, \lambda)}{\lambda} \times \left[e^{-\lambda h} \cdot sh(\lambda z) - \eta(z-h) \cdot sh(\lambda(z-h)) \right]. \quad (2.40)$$

Из уравнения Максвелла (2.33) находим тангенциальную компоненту вектора напряженности возбуждаемого магнитного поля.

$$H_r^{(2)}(p, \lambda, z) = \frac{K(p, \lambda)}{p(\mu_0 \cdot \mu_{r2})} \times \left[e^{-\lambda h} \cdot ch(\lambda z) - \eta(z-h) \cdot ch(\lambda(z-h)) \right]. \quad (2.41)$$

В выражении (2.41) положим $z = 0$. В полученном результате выполним обратные преобразования Фурье-Бесселя и Лапласа. После всех необходимых подстановок найдем линейную плотность тока, индуцированного в идеально проводящем металле и сконцентрированном на его граничной поверхности:

$$j_{\varphi}^{(1)}(t, r) = -j_i(t) \cdot \int_0^{\infty} e^{-\lambda h} \cdot \left[\int_{R_1}^{R_2} r \cdot J_1(\lambda \cdot r) dr \right] \cdot J_1(\lambda r) \cdot \lambda d\lambda. \quad (2.42)$$

Первое. При $h \rightarrow 0$ как следует из (2.42), $j_{\varphi}^{(2)}(t, r) = -j_i(t) \cdot [\eta(r-R_1) - \eta(r-R_1)]$. То есть, индуцированный сигнал является зеркальным отображением возбуждающего тока в индукторе. Данный вывод согласуется с хорошо известным фактом электродинамики и, соответственно, является свидетельством достоверности проводимого анализа.

Второе. В формуле (2.42) для плотности индуцированного сигнала отсутствуют характеристики магнитных свойств диэлектрической и проводящей сред (как μ_{r1} , так и μ_{r2}). Отсюда следует, что в принятой идеализации, практически соответствующей

режиму сверхвысоких частот протекающих процессов, магнитные свойства сред не влияют на индукционные процессы.

2.2.3 Индукционные процессы в листовых металлах с конечным значением удельной электропроводности

Вернемся к случаю конечного значения удельной электропроводности листового металла.

в) Область 3, $z \in (-\infty, -d]$.

Общий интеграл уравнения (2.37), удовлетворяющий условию ограниченности для $z \rightarrow -\infty$, имеет вид:

$$E_{\varphi}^{(3)}(p, \lambda, z) = C(p, \lambda) \cdot e^{\lambda z}, \quad (2.43)$$

где $C(p, \lambda)$ – произвольная постоянная интегрирования.

Далее, определим тангенциальные составляющие напряженности возбуждаемого магнитного поля.

С помощью выражений (2.37), (2.38) и уравнения Максвелла (2.33) находим, что

а) область 1, $z \in [-d, 0]$,

$$H_r^{(1)}(p, \lambda, z) = \frac{q(p, \lambda)}{p(\mu_0 \cdot \mu_{r1})} \times \left[A_1(p, \lambda) \cdot e^{q(p, \lambda)z} - A_2(p, \lambda) \cdot e^{-q(p, \lambda)z} \right]. \quad (2.44)$$

б) область 2, $z \geq 0$,

$$H_r^{(2)}(p, \lambda, z) = \frac{\lambda}{p(\mu_0 \mu_{r2})} \times \left[-B(p, \lambda) e^{-\lambda z} + \frac{K(p, \lambda)}{\lambda} \left(\eta(z-h) \cdot sh(\lambda(z-h)) - 0,5 e^{\lambda(z-h)} \right) \right]. \quad (2.45)$$

в) область 3, $z \in (-\infty, -d]$

$$H_r^{(3)}(p, \lambda, z) = \frac{\lambda}{p\mu_0} \cdot C(p, \lambda) \cdot e^{\lambda z}. \quad (2.46)$$

Неизвестные произвольные постоянные интегрирования можно определить из известных условий непрерывностей тангенциальных составляющих вектора возбуждаемого электромагнитного поля на границах раздела различных сред [47].

Приравнивая тангенциальные компоненты электрической и магнитной напряженности на границах раздела сред $-z = 0$ и $z = -d$ получаем систему линейных алгебраических уравнений (СЛАУ) относительно указанных неизвестных.

$z = 0.$

$$\begin{cases} A_1(p, \lambda) + A_2(p, \lambda) = B(p, \lambda) - 0,5 \cdot e^{-\lambda h} \cdot \frac{K(p, \lambda)}{\lambda} \\ - \left(\frac{q(p, \lambda) \cdot \mu_{r2}}{\lambda \cdot \mu_{r1}} \right) [A_1(p, \lambda) - A_2(p, \lambda)] = \\ = B(p, \lambda) + 0,5 \cdot e^{-\lambda h} \cdot \frac{K(p, \lambda)}{\lambda} \end{cases} \quad (2.47)$$

$z = -d.$

$$\begin{cases} A_1(p, \lambda)e^{-q(p, \lambda)d} + A_2(p, \lambda)e^{q(p, \lambda)d} = C(p, \lambda)e^{-\lambda d} \\ \left(\frac{q(p, \lambda)}{\lambda \cdot \mu_{r1}} \right) \begin{bmatrix} A_1(p, \lambda)e^{-q(p, \lambda)d} \\ -A_2(p, \lambda)e^{q(p, \lambda)d} \end{bmatrix} = C(p, \lambda)e^{\lambda d} \end{cases} \quad (2.48)$$

В конечном итоге нас интересуют процессы в листовом металле. Поэтому в уравнениях (2.47), (2.48) исключим неизвестные $B(p, \lambda)$ и $C(p, \lambda)$.

Получим систему линейных алгебраических уравнений относительно $A_{1,2}(p, \lambda)$.

$$\left\{ \begin{array}{l} A_1(p, \lambda) \left[1 + \left(\frac{q(p, \lambda) \mu_{r2}}{\lambda \mu_{r1}} \right) \right] + \\ + A_2(p, \lambda) \left[1 - \left(\frac{q(p, \lambda) \mu_{r2}}{\lambda \mu_{r1}} \right) \right] = -e^{-\lambda h} \frac{K(p, \lambda)}{\lambda} \\ A_1(p, \lambda) e^{-q(p, \lambda) d} \left[1 - \left(\frac{q(p, \lambda)}{\lambda \cdot \mu_{r1}} \right) \right] + \\ + A_2(p, \lambda) e^{q(p, \lambda) d} \left[1 + \left(\frac{q(p, \lambda)}{\lambda \cdot \mu_{r1}} \right) \right] = 0 \end{array} \right. \quad (2.49)$$

Из системы (2.49) находим, что

$$\left\{ \begin{array}{l} A_1(p, \lambda) = -e^{-\lambda h} \cdot \frac{K(p, \lambda)}{\lambda \cdot \Delta(p, \lambda)} \cdot \left[1 + \left(\frac{q(p, \lambda)}{\lambda \mu_{r1}} \right) \right] \cdot e^{q(p, \lambda) d} \\ A_2(p, \lambda) = e^{-\lambda h} \cdot \frac{K(p, \lambda)}{\lambda \cdot \Delta(p, \lambda)} \cdot \left[1 - \left(\frac{q(p, \lambda)}{\lambda \mu_{r1}} \right) \right] \cdot e^{-q(p, \lambda) d} \end{array} \right. \quad (2.50)$$

где $\Delta(p, \lambda)$ – определитель однородной системы

$$\Delta(p, \lambda) = \left[1 + \left(\frac{q(p, \lambda) \mu_{r2}}{\lambda \mu_{r1}} \right) \right] \cdot \left[1 + \left(\frac{q(p, \lambda)}{\lambda \mu_{r1}} \right) \right] \cdot e^{q(p, \lambda) d} - \\ - \left[1 - \left(\frac{q(p, \lambda) \mu_{r2}}{\lambda \mu_{r1}} \right) \right] \cdot \left[1 - \left(\frac{q(p, \lambda)}{\lambda \mu_{r1}} \right) \right] \cdot e^{-q(p, \lambda) d}$$

Выражения из (2.49) и значение $K(p, \lambda)$ из (2.36) подставим в общий интеграл (2.38). Результат помножим на удельную электропроводность листового металла – γ_1 . В полученном выражении выполним обратное преобразование Фурье-Бесселя.

После несложных тождественных преобразований получим L-образ пространственно-временной зависимости плотности индуцированного тока.

$$j_{\varphi}(p, r, \zeta) = -\frac{(\mu_0 \mu_{r2} \cdot \gamma_1)}{2} \times \int_0^{\infty} F(\lambda) \cdot e^{-\lambda h} \cdot \frac{(p \cdot j_i(p)) \cdot M(p, \lambda, \zeta)}{G(p, \lambda)} \cdot J_1(\lambda r) d\lambda \quad (2.51)$$

где

$$M(p, \lambda, \zeta) = sh\left(\left(q(p, \lambda)d\right)\left(1 - \frac{\zeta}{d}\right)\right) + \frac{1}{\mu_{r1}} \cdot \left(\frac{q(p, \lambda)}{\lambda}\right) \cdot ch\left(\left(q(p, \lambda)d\right)\left(1 - \frac{\zeta}{d}\right)\right),$$

$\zeta \in [0, d]$ – пространственная переменная в системе отсчета, связанной с листовым металлом,

$$G(p, \lambda) = \left(1 + \frac{\mu_{r2}}{\mu_{r1}^2} \left(\frac{q(p, \lambda)}{\lambda}\right)^2\right) sh(q(p, \lambda)d) + \frac{(1 + \mu_{r2})}{\mu_{r1}} \left(\frac{q(p, \lambda)}{\lambda}\right) ch(q(p, \lambda)d)$$

Отметим, что при $\mu_{r2} = 1$ зависимость (2.51) полностью согласуется с аналогичным результатом, полученным авторами работ [6,7] для случая, когда индуктор размещен в немагнитной среде.

Выражение (2.51) проинтегрируем по $\zeta \in [0, d]$. Получим L-образ линейной плотности вихревого тока, индуцированного в тонкостенном листовом металле.

$$J_{\varphi}(p, r) = -(\mu_0 \mu_{r2} \cdot \gamma_1) p \cdot j_i(p) \times \int_0^{\infty} F(\lambda) \cdot e^{-\lambda h} \cdot \frac{M(p, \lambda)}{q(p, \lambda) \cdot G(p, \lambda)} \cdot J_1(\lambda r) d\lambda \quad (2.52)$$

где
$$M(p, \lambda) = \left[\left(1 - \operatorname{ch}(q(p, \lambda)d) \right) - \frac{1}{\mu_{r1}} \cdot \left(\frac{q(p, \lambda)}{\lambda} \right) \cdot \operatorname{sh}(q(p, \lambda)d) \right].$$

2.2.4 Индукционные процессы в идеализации «прозрачности» листового металла

Простой результат анализа влияния магнитных свойств среды с возбуждающим током на индукционные процессы в тонкостенном металле можно получить в предположении его достаточно низкой проводимости, т.е. считая $\gamma_1 \rightarrow 0$. Практически, данная идеализация при реальных значениях удельной электропроводности соответствует случаю сверхнизких рабочих частот – $\omega \ll \frac{2}{d^2 \cdot (\mu_0 \mu_{r1}) \cdot \gamma_1}$, когда листовой металл является абсолютно «прозрачным» для действующих полей. В этом случае $q(p, \lambda) \approx \lambda$ [168,169].

Для немагнитного стального листа толщиной $d = 0,001$ м фиксируем оценку – $f = \frac{\omega}{2\pi} \ll 31,66$ кГц, то есть рабочая частота будет составлять $\sim 31,66$ кГц. Следует заметить, что для магнитного металла допустимое условием низкочастотности значение рабочей частоты понижается вследствие роста его намагниченности под влиянием действующего поля.

Выполняя соответствующий предельный переход и обратное преобразование Лапласа, получаем что

$$J_{\varphi}^{(нч)}(t, r) = \lim_{\substack{\omega, \gamma_1 \rightarrow 0 \\ q(p, \lambda) \rightarrow \lambda}} J_{\varphi}(t, r) =$$

$$= -\frac{\mu_{r2}(\mu_0 \mu_{r1} \gamma_1)}{2} \cdot \frac{dj_i(t)}{dt} \cdot \int_0^{\infty} \frac{F(\lambda) e^{-\lambda h}}{\lambda} \cdot \frac{M(\lambda)}{G(\lambda)} \cdot J_1(\lambda r) d\lambda, \quad (2.53)$$

где
$$M(\lambda) = \left[\mu_{r1} \cdot \left(1 - \operatorname{ch}(\lambda d) \right) - \operatorname{sh}(\lambda d) \right],$$

$$G(\lambda) = \left[(\mu_{r1}^2 + \mu_{r2}) \cdot sh(\lambda d) + \mu_{r1} \cdot (1 + \mu_{r2}) \cdot ch(\lambda d) \right].$$

Для сравнения с результатами в известных публикациях, положим, что среда с индуктором и листовая металл немагнитны, то есть, $\mu_{r1} = \mu_{r2} = 1$. В этом случае выражение (2.53) принимает вид:

$$J_{\varphi}^{(нч)}(p, \lambda) \Big|_{\mu_{r1}=\mu_{r2}=1} = \frac{(\mu_0 \gamma_1)}{2} \cdot \frac{dj_i(t)}{dt} \times \int_0^{\infty} \frac{F(\lambda) e^{-\lambda h} (1 - e^{-\lambda d})}{\lambda} \cdot J_1(\lambda r) d\lambda \quad (2.54)$$

Зависимость (2.54) с точностью до обозначений совпадает с аналогом, полученным авторами работ [167,168].

Первое, что следует отметить, это временную форму индуцированного тока в выражении (2.53). Как и следовало ожидать, в режиме сверхнизких рабочих частот его временная зависимость есть производная временной зависимости возбуждающего тока [167,168].

Поскольку ток в индукторе представлен гармонической функцией времени с частотой « ω », выражение (2.53) можно записать в более удобном для анализа виде:

$$J_{\varphi_{\max}}^{(нч)}(r) = -\mu_{r2} \frac{(\omega \mu_0 \mu_{r1} \gamma_1)}{2} \times j_{im} \cdot \int_0^{\infty} \frac{F(\lambda) e^{-\lambda h}}{\lambda} \cdot \frac{M(\lambda)}{G(\lambda)} \cdot J_1(\lambda r) d\lambda \quad (2.55)$$

где j_{im} – амплитуда плотности возбуждающего тока.

Проанализируем полученный результат для различных возможных и наиболее интересных для практики физических состояний рассматриваемой системы.

Намагниченный сердечник индуктора и немагнитный листовой металл, $\mu_{r2} \geq 1$, $\mu_{r1} = 1$.

$$J_{\varphi_{\max}}^{(нч)}(t, r) \approx \frac{\mu_{r2}}{(1 + \mu_{r2})} \cdot \frac{(\omega \mu_0 \gamma_1)}{2} \times \times j_{im} \cdot \int_0^{\infty} \frac{F(\lambda) e^{-\lambda h}}{\lambda} \cdot (1 - e^{-\lambda d}) \cdot J_1(\lambda r) d\lambda \quad (2.56)$$

Из зависимости (2.56) следует, что при $\mu_{r2} \gg 1$, в отличие от $\mu_{r2} \rightarrow 1$, величина плотности индуцированного тока возрастает в ~ 2 раза независимо от уровня намагниченности сердечника индуктора. Это значит, что использование сердечника из магнитного металла может существенно повысить интенсивность индукционных процессов.

Следует отметить еще один интересный вывод из зависимости (2.56). Так, при $d \rightarrow \infty$ возможное увеличение плотности индуцированного тока сохраняется тем же (в ~ 2 раза для $\mu_{r2} \gg 1$). То есть, индукционные процессы в немагнитных, но достаточно массивных и тонкостенных листовых металлах, при возбуждении соленоидами с ферритовым заполнением, протекают с одинаковой интенсивностью.

1. Намагниченные сердечник индуктора и листовой металл, $\mu_{r2} \geq 1$, $\mu_{r1} \geq 1$. Для простоты дополнительно положим, что $\mu_{r2} \approx \mu_{r1} \approx 1$.

$$J_{\varphi_{\max}}^{(нч)}(t, r) \approx \mu_r \cdot \frac{(\omega \mu_0 \gamma_1)}{2} \times \times j_{im} \cdot \int_0^{\infty} \frac{F(\lambda) e^{-\lambda h}}{\lambda} \cdot (1 - e^{-\lambda d})^2 \cdot J_1(\lambda r) d\lambda \quad (2.57)$$

Из зависимости (2.57) следует, что амплитуда плотности индуцированного тока должна возрастать с ростом уровня намагниченности сердечника и металла нагреваемого листа.

Это же заключение можно было бы сделать и для массивного металла ($d \rightarrow \infty$). Но данный вывод был бы не справедлив. Исходя из

физических соображений, очевидно, что намагниченность нагреваемого массивного металла должна убывать по толщине соответственно величине проникшего поля, но в настоящем рассмотрении этот факт не учитывается и магнитная постоянная полагается $\mu_r = const$.

2.2.5 Численные оценки

Для реальных показателей индукционных процессов необходимо получить пространственно-временную зависимость возбуждаемого тока при произвольных частотах электромагнитных процессов, никак не связанных с геометрией и электрофизическими характеристиками нагреваемых металлов.

Вернемся к L-образу линейной плотности вихревого тока, индуцированного в тонкостенном листовом металле. Выражение (2.52) перепишем в виде, более удобном для дальнейших тождественных преобразований.

$$J_{\varphi}(p, r) = -\frac{(\mu_0 \mu_{r2} \gamma_1)}{2} \times \int_0^{\infty} F(\lambda) e^{-\lambda h} \frac{(p \cdot j_i(p)) \cdot M(p, \lambda)}{q(p, \lambda) \cdot G(p, \lambda)} \cdot J_1(\lambda r) d\lambda, \quad (2.58)$$

где $M(p, \lambda) = \left[\left(1 - ch(q(p, \lambda)d) \right) - \frac{1}{\mu_{r1}} \cdot \left(\frac{(q(p, \lambda)d)}{(\lambda d)} \right) sh(q(p, \lambda)d) \right]$

$$G(p, \lambda) = \left(1 + \frac{\mu_{r2}}{\mu_{r1}^2} \left(\frac{(q(p, \lambda)d)}{(\lambda d)} \right)^2 \right) sh(q(p, \lambda)d) + \frac{(1 + \mu_{r2})}{\mu_{r1}} \left(\frac{(q(p, \lambda)d)}{(\lambda d)} \right) ch(q(p, \lambda)d)$$

В выражении (2.58) перейдем в пространство оригиналов. Получим пространственно-временную зависимость при

произвольных частотных характеристиках электромагнитных процессов.

Для вычисления особых точек подынтегральной функции произведение продольного волнового числа на толщину листовой заготовки представим как мнимую величину:

$$(q(p, \lambda)d) = i\beta_k. \quad (2.59)$$

Подставляя (2.59) в знаменатель, получаем уравнение для величин β_k :

$$\left(1 - \frac{\mu_{r2}}{\mu_{r1}^2} \left(\frac{\beta_k}{(\lambda d)}\right)^2\right) \sin \beta_k + \frac{(1 + \mu_{r2})}{\mu_{r1}} \left(\frac{\beta_k}{(\lambda d)}\right) \cos \beta_k = 0. \quad (2.60)$$

Уравнению (2.60) удовлетворяют пары решений $\pm \beta_k$. Это означает, что суммы, содержащие величины β_k , должны удваиваться, за исключением корня $\beta_k = 0$. Можно добавить, что для достаточно тонкостенных листовых металлов, когда $(\lambda d) \rightarrow 0$, приближенные значения корней будут определяться зависимостью:

$$\beta_k \approx \sqrt{\frac{\mu_{r1}}{\mu_{r2}} \cdot (1 + \mu_{r2}) \cdot (\lambda d)} + k\pi, \quad k = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \quad (2.61)$$

Как следует из (2.60) и представления (2.59), особыми точками функции комплексного переменного под знаком интеграла в выражении (2.58) являются простые отличные от нуля полюсы $-p_k$:

$$p_k = -\frac{(\beta_k^2 + (\lambda d)^2)}{\tau_1}, \quad k = 0, 1, 2, \dots \quad (2.62)$$

где $\tau_1 = (\mu_0 \mu_{r1}) \gamma_1 d^2$ – характерное время диффузии поля в листовой металл [148,169].

Далее, в соответствии с теоремой об интеграле дробно-рациональной функции и с теоремой обращения свертки из выражения (2.58) находим соответствующую временную зависимость:

$$\frac{p \cdot j(p) \cdot M(p, \lambda)}{G(p, \lambda)} \leftrightarrow \sum_{k=0}^{\infty} \frac{M(p, \lambda)}{dG(p, \lambda)} \bigg|_{p=p_k} \cdot \left(\frac{dj(t)}{dt} \cdot e^{p_k \cdot t} \right). \quad (2.63)$$

В конечном итоге, после подстановки (2.59), (2.63) в (2.58) и необходимых тождественных преобразований находим оригинал для линейной плотности индуцированного тока.

$$J_{\varphi}(r, t) = j_{im} \left(\frac{2 \cdot \mu_{r2}}{d \cdot \mu_{r1}} \right) \times \int_0^{\infty} F(\lambda) \cdot e^{-\lambda h} \cdot J_1(\lambda r) \cdot \sum_{k=0}^{\infty} \frac{M_k(\lambda d)}{\Phi_k(\lambda d)} \left(\frac{dj_i(t)}{dt} \cdot e^{p_k \cdot t} \right) d\lambda. \quad (2.64)$$

где j_{im} и $j(t)$ – амплитуда и временная зависимость тока в индукторе, β_k – корни уравнения (2.60),

$$M_k(\lambda d) = \left[(1 - \cos \beta_k) + \frac{1}{\mu_{r1}} \cdot \left(\frac{\beta_k}{(\lambda d)} \right) \sin \beta_k \right],$$

$$\Phi_k(\lambda d) = \cos \beta_k \left(1 + \frac{(1 + \mu_{r2})}{\mu_{r1}} \left(\frac{1}{(\lambda d)} \right) - \frac{\mu_{r2}}{\mu_{r1}^2} \left(\frac{\beta_k}{(\lambda d)} \right)^2 \right) - \sin \beta_k \frac{1}{\mu_{r1}} \left(\frac{\beta_k}{(\lambda d)} \right) \left(\frac{\mu_{r2}}{\mu_{r1}} \frac{2}{(\lambda d)} + (1 + \mu_{r2}) \right).$$

Выражение (2.64) приведем к виду, удобному для вычислений.

Введем новую безразмерную переменную интегрирования – $x = (\lambda d)$, $x \in [0, \infty)$, и учтем гармоническую временную зависимость тока в индукторе, $j(t) = \sin(\omega t) \rightarrow \frac{dj(t)}{dt} = \omega \cdot \cos(\omega t)$.

После выполнения необходимых тождественных преобразований найдем относительную линейную плотность индуцированного тока (нормировка на максимум возбуждающего сигнала при $\omega \cdot t = 0,5\pi$):

$$J_{\varphi 0}(r, \psi) = \frac{J_{\varphi}(r, t) \Big|_{t=\frac{\psi}{\omega}}}{j_{im}} = 2 \cdot \left(\frac{\mu_{r2}}{\mu_{r1}} \right) \times \int_0^{\infty} F(x) \cdot e^{-x \frac{h}{d}} \cdot J_1 \left(x \frac{r}{d} \right) \cdot \sum_{k=0}^{\infty} \frac{M_k(x)}{\Phi_k(x)} \cdot f_k(x, \psi) dx, \quad (2.65)$$

где $F(x) = \frac{1}{x^2} \cdot \int_{x \frac{R_1}{d}}^{x \frac{R_2}{d}} y \cdot J_1(y) dy$, β_k – корни уравнения:

$$\left(1 - \frac{\mu_{r2}}{\mu_{r1}^2} \left(\frac{\beta_k}{x} \right)^2 \right) \sin \beta_k + \frac{(1 + \mu_{r2})}{\mu_{r1}} \left(\frac{\beta_k}{x} \right) \cos \beta_k = 0,$$

$$M_k(x) = \left[(1 - \cos \beta_k) + \frac{1}{\mu_{r1}} \cdot \left(\frac{\beta_k}{x} \right) \sin \beta_k \right],$$

$$\Phi_k(x) = \cos \beta_k \left(1 + \frac{(1 + \mu_{r2})}{\mu_{r1}} \cdot \left(\frac{1}{x} \right) - \frac{\mu_{r2}}{\mu_{r1}^2} \cdot \left(\frac{\beta_k}{x} \right)^2 \right) - \sin \beta_k \cdot \frac{1}{\mu_{r1}} \cdot \left(\frac{\beta_k}{x} \right) \cdot \left(\frac{\mu_{r2}}{\mu_{r1}} \cdot \frac{2}{x} + (1 + \mu_{r2}) \right),$$

$$f_k(x, \psi) = \frac{1}{[1 + g_k^2(x)]} \cdot \left(\sin \psi + g_k(x) \cdot \left(\cos \psi - e^{-g_k(x) \cdot \psi} \right) \right),$$

$$g_k(x) = \frac{(\beta_k^2 + x^2)}{\omega \cdot \tau_1}.$$

Из выражения (2.65) находим коэффициенты пропорциональности между максимумами плотности индуцированного тока и плотности возбуждающего тока в индукторе. Его величина определяет трансформацию энергии в исследуемой системе «индуктор – тонкостенный листовой металл».

$$K = \left| J_{\varphi 0}(r, \psi) \Big|_{\max} \right| = \left| J_{\varphi 0} \left(r, \psi = \frac{\pi}{2} \right) \right|, \quad (2.66)$$

где

$$J_{\varphi 0} \left(r, \psi = \frac{\pi}{2} \right) = 2 \left(\frac{\mu_{r2}}{\mu_{r1}} \right) \times \\ \times \int_0^{\infty} F(x) \cdot e^{-x \frac{h}{d}} \cdot J_1 \left(x \frac{r}{d} \right) \sum_{k=0}^{\infty} \frac{M_k(x)}{\Phi_k(x)} f_k \left(x, \psi = \frac{\pi}{2} \right) dx.$$

Вычисления проведем для инструментов для индукционного нагрева, созданного в Лаборатории электромагнитных технологий Харьковского национального автомобильно-дорожного университета.

Исходные данные для расчетов.

1. Геометрия индукторной системы:

Радиальные размеры – $R_1 = 0,025$ м, $R_2 = 0,03$ м,

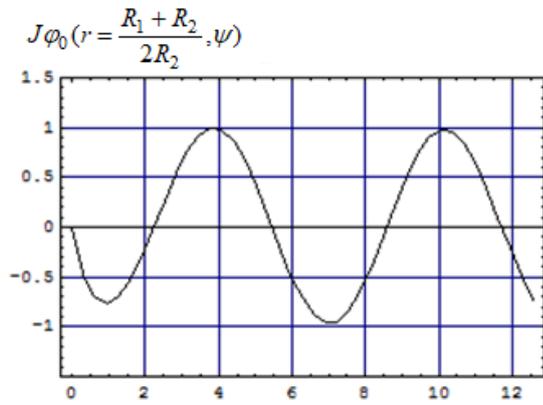
Расстояние от индуктора до металла – $h = 0,001$ м

2. Частота возбуждающего тока: $f = 25$ кГц

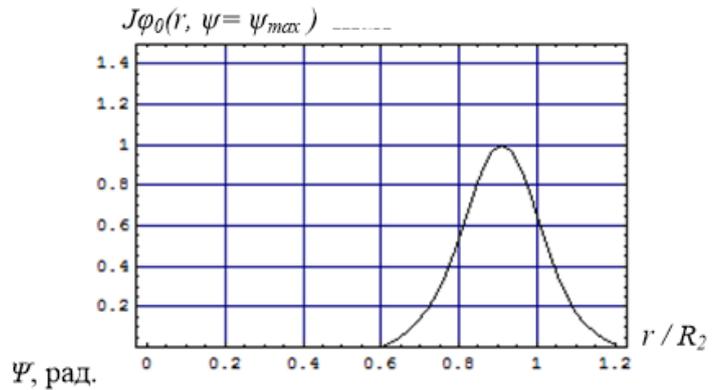
3. Величина относительной магнитной проницаемости [170]:

$\mu_r \in [1, 1000]$

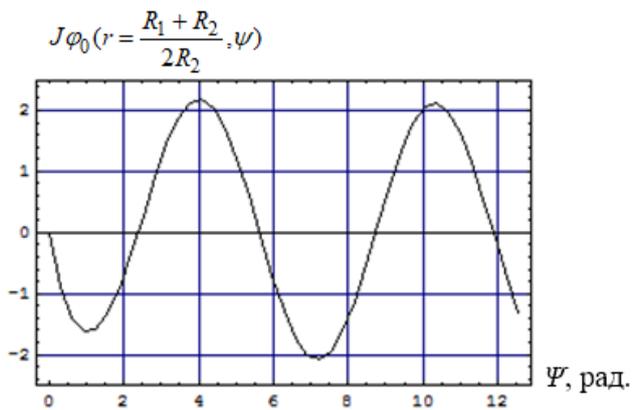
Результаты вычислений, выполненных с помощью полученных аналитических зависимостей, в графической форме представлены ниже.



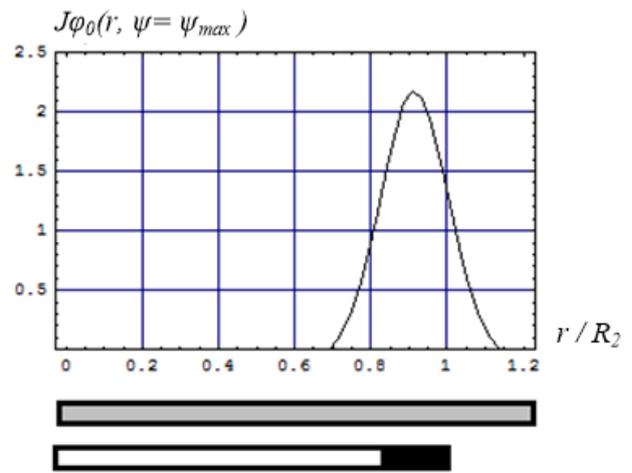
а



б



в



г

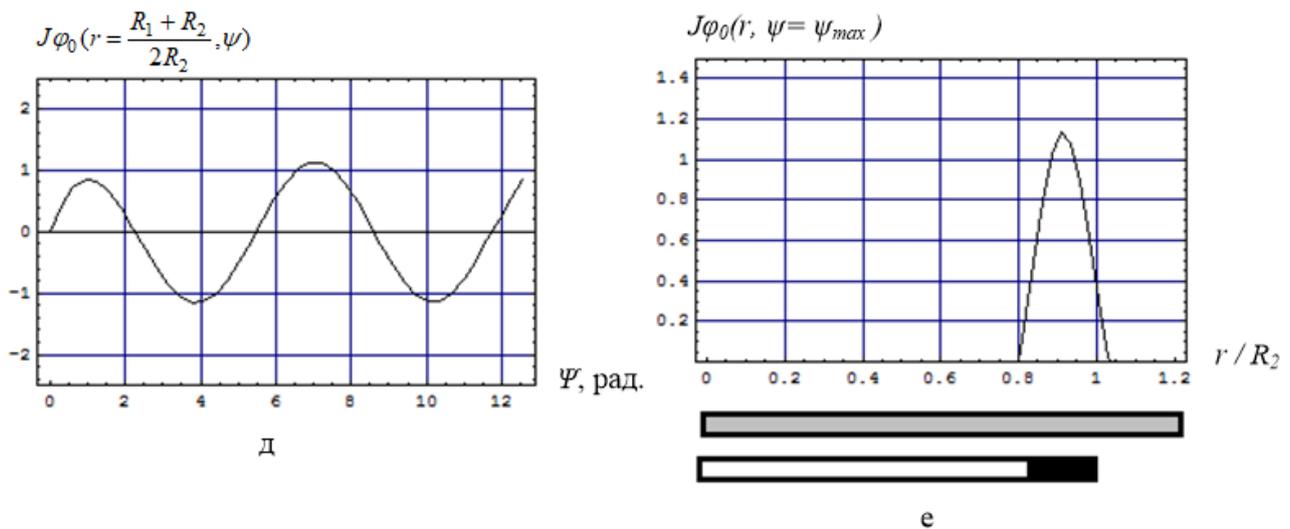


Рис. 2.9. Пространственно-временные распределения относительных величин индуцированных токов при различных уровнях намагниченности сердечника индуктора и листового металла (нормировка на максимум при $\mu_{r1} = \mu_{r2} = 1$):
 а), б) – фазовая и радиальная зависимости для $\mu_{r1} = \mu_{r2} = 1$,
 в), г) – фазовая и радиальная зависимости для $\mu_{r1} = 1, \mu_{r2} = 100$
 д), е) – фазовая и радиальная зависимости для $\mu_{r1} = \mu_{r2} = 5$.

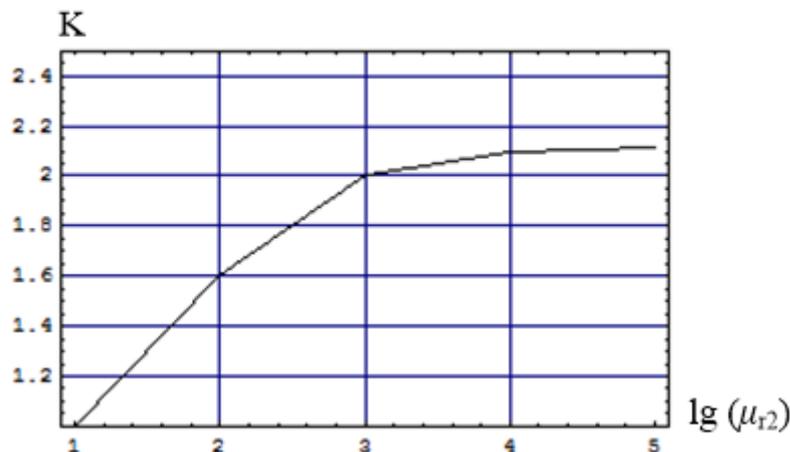


Рис. 2.10. Интенсивность индукционного процесса в зависимости от уровня намагниченности среды с индуктором

Прокомментируем графические иллюстрации проведенных вычислений:

– при всех уровнях возможной намагниченности фазовая форма индуцированных токов на начальных участках, где $\varphi < 2\pi$, имеет характерное искажение, обусловленное тонкостенностью листового металла. Однако для процесса возбуждения вихревых токов в реальных временных интервалах данное искажение не является значимым (рис. 2.9.а,в,д);

– при увеличении уровня намагниченности объектов рассматриваемой системы (особенно в случае намагничения металла листовой заготовки) падает условная ширина радиального распределения индуцированных токов (рис. 2.9.б,г,е);

– в случае одинаковой намагниченности сердечника индуктора и тонкостенного листового металла величины возбуждаемых вихревых токов практически не зависят от магнитных свойств объектов системы, то есть, интенсивность процесса возбуждения определяется исключительно уровнем намагниченности среды с индуктором;

– коэффициент пропорциональности между амплитудами плотности индуцированного и возбуждающего токов не превышает величины $K \leq 2,15$, то есть, количественно, оценка влияния магнитных свойств среды с индуктором на величину индуцированного принимает значения в диапазоне 0...115 % (вычисления для практически нереальных $\mu_{r2} \gg 1000$ на рис. 2.10. выполнены исключительно для демонстрации асимптотики функции $K(\mu_{r2})$);

– основной рост интенсивности процесса возбуждения вихревых токов наблюдается при уровнях намагниченности до $\mu_{r2} < 1000$, дальнейшее увеличение магнитной проницаемости сердечника индуктора не влияет на величины индуцированных токов (рис. 2.10.).

2.3 Выводы по главе 2

1. Исследованы электромагнитные процессы в массивном металлическом образце при возбуждении поля плоским соленоидом с ферритовым сердечником – инструментом индукционного нагрева.

2. Показано, что для реальных конструктивных, временных и электрофизических данных в диапазоне намагниченности ферритового сердечника в индукторе – $\mu_{r2} \in [1, 1000]$ имеет место действительный рост интенсивности индукционного процесса.

3. Показано, что при введении дополнительного источника магнитного поля с ферритовым заполнением имеет место дальнейший рост амплитуд индуцированных токов. Так, в системе с двумя индукторами возможно увеличение интенсивности индукционного процесса более чем в $\sim 1,5$ раза.

4. Предложены экспериментальные конструкции эффективных инструментов индукционного нагрева с ферритовыми сердечниками.

5. Исследованы электромагнитные процессы в тонкостенном листовом металлическом образце при возбуждении поля плоским соленоидом с ферритовым сердечником – инструментом индукционного нагрева.

6. Показано, что в диапазоне намагниченности феррита в индукторе – $\mu_{r2} \in [1, 1000]$ так же, как и в случае массивного металлического образца, имеет место действительный рост интенсивности индукционного процесса.

Обобщение результатов выполненного анализа показало, что в формировании индуцированного сигнала определяющую роль играет уровень намагниченности среды с источниками магнитного поля.

ГЛАВА 3

«ПРЯМОЕ ПРОПУСКАНИЕ ТОКА» В ОПЕРАЦИЯХ МАГНИТНО-ИМПУЛЬСНОГО ПРИТЯЖЕНИЯ ЛИСТОВЫХ МЕТАЛЛОВ

Исследование электродинамических процессов предполагает освещение принципа действия, постановку и решение задач, конечным результатом которых должны стать физико-математические зависимости для характеристик протекающих процессов, в условиях интенсивного проникновения действующих электромагнитных полей. Анализ этих зависимостей позволит установить требования, выполнение которых обеспечит не только дееспособность, но и эффективность инструмента предлагаемого принципа действия. Отметим, что влияние проникновения на силовые характеристики процессов притяжения при «прямом пропускании тока» и, соответственно, выбор приемлемого диапазона рабочих частот отсутствует в известных публикациях [163,164]. Хотя, очевидно, что временные параметры возбуждаемых полей должны играть определяющую роль в процессах силового воздействия на объект притяжения [168].

3.1 Принцип действия, формулировка задачи

На рис. 3.1. представлена одна из схем реализации магнитно-импульсного притяжения с «прямым пропусканием тока» через обрабатываемый металл.

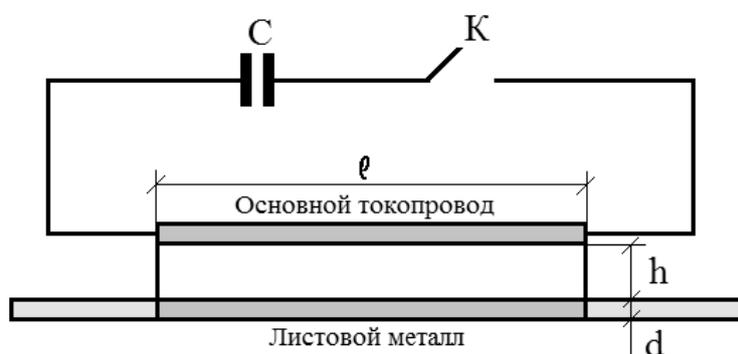


Рис. 3.1. Принципиальная схема реализации магнитно-импульсного притяжения с «прямым пропусканием тока» через обрабатываемый металл: С – батарея емкостных накопителей энергии, К – коммутатор разрядной цепи

Центральным элементом инструмента силового притяжения представленного принципа действия является «основной токопровод». Согласно схеме последний подсоединяется параллельно к обрабатываемому участку металла. После включения коммутатора – К предварительно заряженный емкостный накопитель разряжается на нагрузку – магнитно-импульсную систему, включающую основной токопровод и заданный участок листового металла.

Параллельные проводники (основной токопровод и обрабатываемый металл) с однонаправленными токами будут испытывать взаимное притяжение (закон Ампера [47]). Поскольку основной токопровод жёстко зафиксирован, обрабатываемый участок металла будет притянут к его поверхности.

Как следует из [163,168,171,172], действенность любого метода магнитно-импульсного притяжения определяется выбором рабочих частот возбуждаемого поля. Эффект притяжения возможен только в низкочастотном режиме, довольно грубое приближение к которому описывается неравенством:

$$\omega \ll \frac{1}{\mu \cdot \gamma \cdot d^2},$$

где $\omega = 2\pi f$ – циклическая частота процесса;

f – рабочая частота;

μ, γ – магнитная проницаемость и удельная электропроводность обрабатываемого металла;

d – толщина обрабатываемого металла.

Физически, объяснение такому заключению иллюстрируется схемой на рис. 3.2., где проводники с токами «прозрачны для действующих полей».

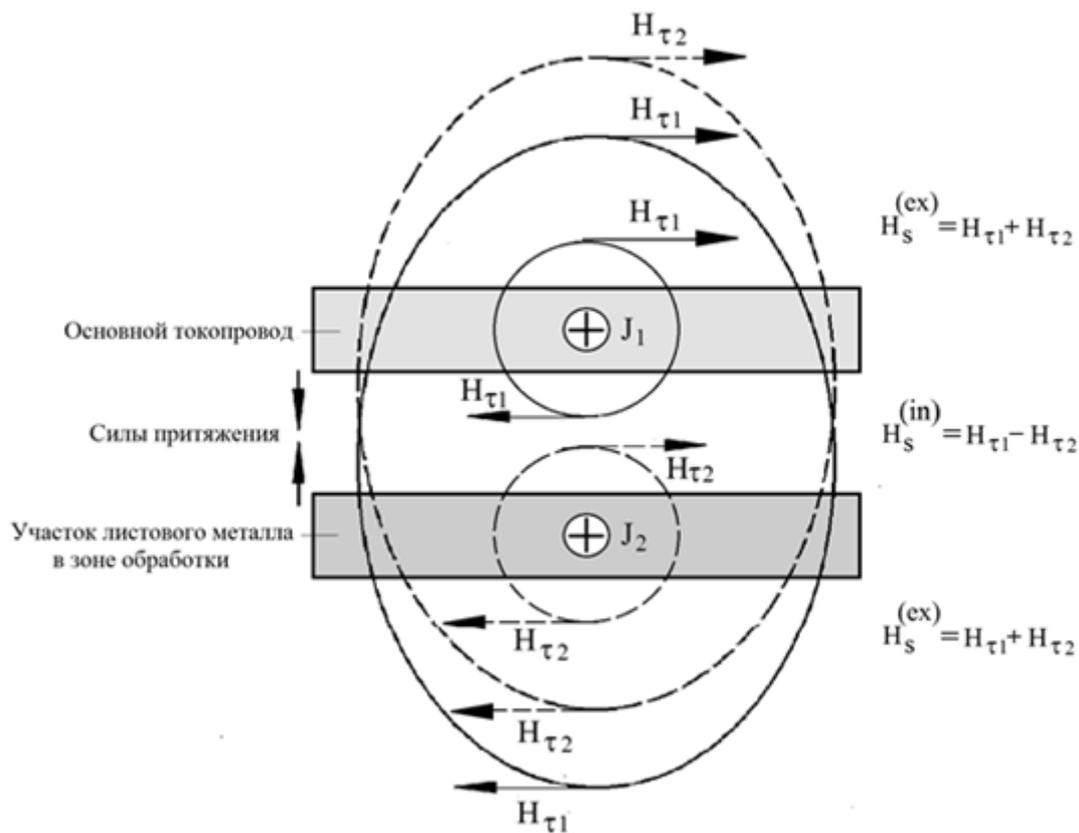


Рис. 3.2. Иллюстрация распределения магнитных полей и сил притяжения: $J_{1,2}$ – протекающие токи, $H_{\tau 1,2}$ – тангенциальные компоненты напряжённостей,

$H_S^{(ex)}$ – суммарная напряжённость вне системы,

$H_S^{(in)}$ – суммарная напряжённость внутри системы

Согласно схеме на рис. 3.2., протекающие токи – $J_{1,2}$ возбуждают проникающие магнитные поля с тангенциальными составляющими напряжённостями – $H_{\tau 1,2}$. Если токи однонаправленны, то результирующие поля будут равны сумме и разности напряжённостей, соответствующих каждому из протекающих токов:

$$\begin{cases} H_S^{(ex)} = H_{\tau 1} + H_{\tau 2} - \text{вне системы,} \\ H_S^{(in)} = H_{\tau 1} - H_{\tau 2} - \text{внутри системы.} \end{cases}$$

В идеале, когда токи равны между собой, равны и напряжённости возбуждаемых полей, $H_{\tau 1} = H_{\tau 2} = H$. Соответственно, вне системы – $H_S^{(ex)} = 2H$, внутри – $H_S^{(in)} = 0$. Распределённые силы притяжения, обусловленные магнитным давлением извне на

проводники, будут определяться известным соотношением:

$$F_{attr} = \frac{\mu_0}{2} \cdot (2H)^2 [47,147].$$

Кстати, замечание по поводу отталкивания разнонаправленных токов. Если опять же они равны, но направлены противоположно, результирующие напряжённости вне и внутри системы конвертируются, так что $H_S^{(ex)} = 0$ и $H_S^{(in)} = 2H$. Возбуждаемые силы магнитного давления будут отталкивать проводники друг от друга с

$$\text{силой: } F_{rep} = \frac{\mu_0}{2} \cdot (2H)^2 [47,147].$$

Итак, выводы физического обоснования работоспособности системы с «прямым пропусканием тока» полностью согласуются с фундаментальными положениями закона Ампера [47], что свидетельствует о достоверности проведенных рассуждений.

Как было ранее указано, публикации, посвящённые исследованиям магнитно-импульсного притяжения при «прямом пропускании тока» через обрабатываемый листовой металл, весьма малочисленны [163,164].

Наиболее интересными в цитируемых работах являются следующие выделенные положения:

– предложено и принципиально апробирована конструкция инструмента магнитно-импульсного притяжения с «прямым пропусканием тока» для устранения вмятин в плоских листовых образцах [163].

– численные оценки в отсутствие диффузионных эффектов показали возможность получения достаточно высоких амплитуд сил взаимного притяжения [164].

3.2 Электродинамические процессы, соотношения для токов и сил

При решении поставленной задачи будем следовать алгоритмам, представленным и развитым в работах [168,171,172].

Справедливости ради следует отметить, что подобная задача уже рассматривались авторами научных изданий [141,147]. Однако непосредственное использование полученных ими формул и соотношений для проведения настоящих расчётов не представляется

возможным, ввиду ограниченности найденных результатов условиями постановки и решения задач.

3.2.1 Физико-математическая модель, принятые допущения

Для анализа электромагнитных процессов примем расчётную модель (рис. 3.3.), соответствующую поперечным сечениям системы в ортогональных направлениях.

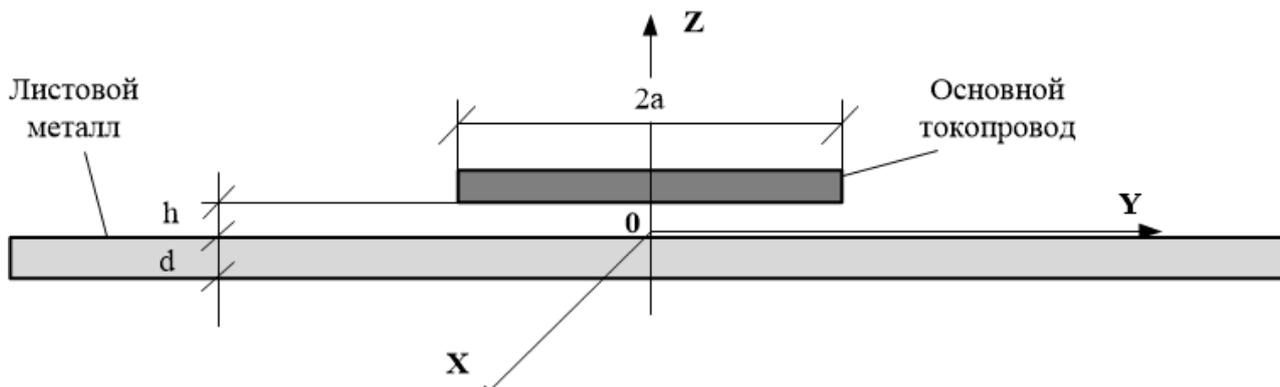


Рис. 3.3. Расчётная модель

Сформулируем допущения, вполне адекватные реальности и позволяющие получить аналитические зависимости в квадратурах.

- Заготовка представляет собой листовой немагнитный металл с достаточно большими поперечными размерами, толщиной – d и удельной электропроводностью – γ .

- Основной токопровод «прозрачен» для действующих полей, так что его металл не оказывает никакого влияния на протекающие электромагнитные процессы.

- Имеет место геометрическая симметрия системы относительно координатной плоскости ZOX .

- Вдоль оси абсцисс система обладает достаточно большой протяжённостью, так что $\frac{\partial}{\partial x} = 0$.

- В основном токопроводе в направлении оси OX течёт равномерно распределённый ток с плотностью $j(t) = j_m \cdot j_t(t)$, где

$j_m = \frac{I_m}{2a}$ – амплитуда (I_m – максимум тока), $j_t(t)$ – временная зависимость.

– Частотные характеристики возбуждающего тока таковы, что выполняется условие квазистационарности по Ландау $\frac{\omega}{c} \cdot b \ll 1$ [173], здесь ω – циклическая частота процесса, c – скорость света в вакууме, b – произвольный характерный размер системы.

В системе возбуждается электромагнитное поле с ненулевыми компонентами напряжённости: $E_x \neq 0$, $H_{y,z} \neq 0$.

3.2.2 Интегралы уравнений Максвелла в L-пространстве

В рамках принятых допущений уравнения Максвелла для ненулевых составляющих напряжённости электромагнитного поля, преобразованных по Лапласу (L-преобразование) с учётом нулевых начальных условий принимают вид [169,173,174]:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial H_z(p, y, z)}{\partial y} - \frac{\partial H_y(p, y, z)}{\partial z} = j_x(p, y, z), \quad (3.1) \\ \frac{\partial E_x(p, y, z)}{\partial z} = -p\mu_0 H_y(p, y, z), \quad (3.2) \\ \frac{\partial E_x(p, y, z)}{\partial y} = p\mu_0 H_z(p, y, z). \quad (3.3) \end{array} \right.$$

где p – параметр преобразования Лапласа,

$$\begin{aligned} E_x(p, y, z) &= L\{E_x(t, y, z)\}, \\ H_{y,z}(p, y, z) &= L\{H_{y,z}(t, y, z)\}, \\ j_x(p, y, z) &= L\{j_x(t, y, z)\} \end{aligned}$$

μ_0 – магнитная проницаемость вакуума.

В общем случае плотность тока в правой части уравнения (3.1) записывается в виде:

$$j_x(p, y, z) = (p \cdot \epsilon_0 + \gamma) \cdot E_x(p, y, z) + j_{xi}(p, y, z), \quad (3.4)$$

где ε_0 – диэлектрическая проницаемость вакуума,
 $j_{xi}(p, y, z)$ – плотность тока в основном токопроводе,

$$j_{xi}(p, y, z) = j(p) \cdot f(y) \cdot \delta(z-h), \quad j(p) = j_m \cdot j_t(p), \quad j_t(p) = L\{j_t(t)\}$$

$j_t(t)$ – временная зависимость возбуждающего тока,
 $f(y)$ – функция поперечного распределения плотности тока,
 $\delta(z-h)$ – импульсная функция Дирака

При решении поставленной задачи в принятой модели расчёта следует выделить области с однородными электрофизическими характеристиками.

Геометрическая и электродинамическая симметрия исследуемой системы соответственно рис. 3.1. позволяет считать, что таковыми являются:

- а) свободное полупространство над листовым металлом заготовки со стороны основного токопровода, где $z \in [0, \infty)$;
- б) область листового металла заготовки, где $z \in [-d, 0)$;
- в) свободное полупространство с внешней стороны листового металла, где $z \in (-\infty, 0]$.

Из дифференциальных уравнений (3.1) – (3.3) с учётом выражения (3.4) получим уравнения для продольной компоненты напряжённости электрического поля $E_x(p, y, z)$ в выделенных областях:

- а) свободное полупространство с основным токопроводом, $z \in [0, \infty)$

$$\frac{\partial^2 E_x(p, y, z)}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 E_x(p, y, z)}{\partial z^2} = p \cdot \mu_0 \cdot j_x(p, y, z), \quad (3.5)$$

- б) листовой металл, $z \in [-d, 0)$

$$\frac{\partial^2 E_x(p, y, z)}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 E_x(p, y, z)}{\partial z^2} = \gamma \cdot E_x(p, y, z), \quad (3.6)$$

в) свободное полупространство с внешней стороны листового металла заготовки $z \in (-\infty, 0]$

$$\frac{\partial^2 E_x(p, y, z)}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 E_x(p, y, z)}{\partial z^2} = 0. \quad (3.7)$$

Для уравнений (3.5) – (3.7) применим интегральное косинус-преобразование Фурье [169,174], допустимость которого обусловлена геометрической и электрической симметрией рассматриваемой задачи относительно плоскости ZOX .

Таким образом, имеем

$$\left\{ \begin{array}{l} E_x(p, y, z) = \int_0^{\infty} E_x(p, \lambda, z) \cdot \cos(\lambda y) d\lambda, \\ j_x(p, y, z) = \int_0^{\infty} j_x(p, \lambda, z) \cdot \cos(\lambda y) d\lambda, \end{array} \right. \quad (3.8)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} E_x(p, y, z) = \int_0^{\infty} E_x(p, \lambda, z) \cdot \cos(\lambda y) d\lambda, \\ j_x(p, y, z) = \int_0^{\infty} j_x(p, \lambda, z) \cdot \cos(\lambda y) d\lambda, \end{array} \right. \quad (3.9)$$

где $j_x(p, y, z) = \int_0^{\infty} j_x(p, \lambda, z) \cdot \cos(\lambda y) dy = j_m \cdot f(\lambda) \cdot \delta(z-h),$

$$f(\lambda) = \frac{1}{\pi} \cdot \int_0^{\infty} f(y) \cdot \cos(\lambda y) dy = f(\lambda) = \frac{2a}{\pi} \cdot \frac{\sin(\lambda a)}{(\lambda a)}.$$

С учётом (3.8) и (3.9) уравнения (3.5) – (3.7) преобразуются к виду обыкновенных линейных дифференциальных уравнений второго порядка [169]:

а) $z \in [0, \infty)$

$$\frac{d^2 E_x(p, \lambda, z)}{dz^2} - \lambda^2 E_x(p, \lambda, z) = K(p, \lambda) \cdot \delta(z-h), \quad (3.10)$$

где $K(p, \lambda) = \mu_0 \cdot p \cdot j(p) \cdot f(\lambda);$

б) $z \in [-d, 0)$

$$\frac{d^2 E_x(p, \lambda, z)}{dz^2} - q^2(p, \lambda) \cdot E_x(p, \lambda, z) = 0, \quad (3.11)$$

где $q(p, \lambda) = \sqrt{\lambda^2 + p \cdot \mu_0 \cdot \gamma}$ – параметр разделения,

в) $z \in (-\infty, 0]$

$$\frac{d^2 E_x(p, \lambda, z)}{dz^2} - \lambda^2 E_x(p, \lambda, z) = 0. \quad (3.12)$$

Общие интегралы уравнений (3.10), (3.11) и (3.12) для выделенных областей имеют вид [169,174]:

а) в свободном полупространстве со стороны основного токопровода, $z \in [0, \infty)$, условию ограниченности при $z \rightarrow \infty$ удовлетворяет функция:

$$E_x^{(1)}(p, \lambda, z) = C(p, \lambda) e^{-\lambda z} + \frac{K(p, \lambda)}{\lambda} \left(\operatorname{sh}(\lambda(z-h)) \cdot \eta(z-h) - 0,5 e^{\lambda(z-h)} \right), \quad (3.13)$$

где $C(p, \lambda)$ – произвольная постоянная интегрирования

б) в листовом металле, $z \in [-d, 0)$:

$$E_x^{(2)}(p, \lambda, z) = D_1(p, \lambda) \cdot e^{q(p, \lambda)z} + D_2(p, \lambda) \cdot e^{-q(p, \lambda)z}, \quad (3.14)$$

где $D_{1,2}(p, \lambda)$ – произвольные постоянные интегрирования

в) в свободном полупространстве с внешней стороны листового металла заготовки, $z \in (-\infty, 0]$, условию ограниченности при $z \rightarrow -\infty$ удовлетворяет функция:

$$E_x^{(3)}(p, \lambda, z) = B(p, \lambda) \cdot e^{\lambda(z+d)}, \quad (3.15)$$

где $B(p, \lambda)$ – произвольная постоянная интегрирования.

Изображения касательных составляющих напряжённости магнитного поля можно найти с помощью формулы (3.13) – (3.15) и уравнения (3.3):

а) $z \in [0, \infty)$

$$H_y^{(1)}(p, \lambda, z) = \frac{\lambda}{p\mu_0} \times \left(C(p, \lambda)e^{-\lambda z} - \frac{K(p, \lambda)}{\lambda} \left(ch(\lambda(z-h))\eta(z-h) - 0,5e^{\lambda(z-h)} \right) \right). \quad (3.16)$$

б) $z \in [-d, 0)$

$$H_y^{(2)}(p, \lambda, z) = -\frac{q(p, \lambda)}{p\mu_0} \times \left(D_1(p, \lambda)e^{q(p, \lambda)z} - D_2(p, \lambda)e^{-q(p, \lambda)z} \right). \quad (3.17)$$

в) $z \in (-\infty, 0]$,

$$H_y^{(3)}(p, \lambda, z) = -\frac{\lambda}{p\mu_0} \cdot B(p, \lambda) \cdot e^{\lambda(z+d)}. \quad (3.18)$$

Из условия непрерывности касательных компонент напряжённости электромагнитного поля на границах выделенных областей можно получить системы алгебраических уравнений для определения неизвестных произвольных постоянных интегрирования в выражениях (3.13) – (3.18).

В дальнейшем нас будет интересовать возбуждение электромагнитного поля лишь в листовом металле. Поэтому

ограничимся определением неизвестных произвольных постоянных $D_{1,2}(p, \lambda)$.

Опуская промежуточные математические преобразования, запишем выражение для L-образа напряжённости электрического поля в листовом металле, $z \in [-d, 0]$.

$$E_x(p, \lambda, z) = -\frac{K(p, \lambda)e^{-\lambda h}}{\lambda} \times \left(\frac{sh(q(p, \lambda)(z+d)) + \left(\frac{q(p, \lambda)}{\lambda}\right) ch(q(p, \lambda)(z+d))}{\Delta(p, \lambda)} \right). \quad (3.19)$$

где

$$\Delta(p, \lambda) = \left(1 + \left(\frac{q(p, \lambda)}{\lambda} \right)^2 \right) \cdot sh(q(p, \lambda)d) + 2 \cdot \left(\frac{q(p, \lambda)}{\lambda} \right) \cdot ch(q(p, \lambda)d).$$

Выражение (3.19) помножим на удельную электропроводность листового металла – γ . Результат подставим в формулу (3.8).

После всех необходимых подстановок найдём плотность индуцированного тока в L-пространстве.

$$j_x(p, y, \zeta) = -\left(\frac{2a\tau}{\pi d^2} \right) \cdot (p \cdot j(p)) \times \int_0^\infty \frac{\sin(\lambda a)}{(\lambda a)} \cdot \frac{e^{-\lambda h}}{\lambda} \cdot \frac{F(p, \lambda, \zeta)}{\Delta(p, \lambda)} \cdot \cos(\lambda y) d\lambda, \quad (3.20)$$

где $\tau = \mu_0 \gamma d^2$ – характерное время диффузии в листовой металл [127]

$$F(p, \lambda, \zeta) = \left(\begin{array}{l} sh((q(p, \lambda)d) \cdot (1 - \zeta)) + \\ + \left(\frac{q(p, \lambda)}{\lambda} \right) ch((q(p, \lambda)d) \cdot (1 - \zeta)) \end{array} \right).$$

$\zeta = \left(-\frac{z}{d} \right)$ – пространственная переменная, связанная с толщиной листового металла, $\zeta \in [0, 1]$.

3.2.3 Токи и силы в пространстве оригиналов

В выражении (3.20) выполним обратное преобразование Лапласа [169,174].

Для вычисления особых точек подынтегральной функции приравняем нулю в знаменатель дроби выражения (3.20) и представим произведение параметра – $q(p, \lambda)$ на толщину листовой заготовки как мнимую величину:

$$\left\{ \begin{array}{l} \Delta(p, \lambda) = 0 \\ (q(p, \lambda) \cdot d) = i \cdot \beta_k \end{array} \right. \quad (3.21)$$

где $i = \sqrt{-1}$ – мнимая единица.

С помощью системы (3.21) получаем уравнение для величин β_k :

$$ctg \beta_k = 0,5 \cdot \left(\frac{\beta_k}{(\lambda d)} - \frac{(\lambda d)}{\beta_k} \right), \quad (3.22)$$

Как следует из (3.21) и (3.22), особыми точками функции комплексного переменного под знаком интеграла в выражении (3.20) являются простые, отличные от нуля полюсы – p_k :

$$p_k = -\frac{1}{\tau} \cdot \left(\beta_k^2 + (\lambda \cdot d)^2 \right), \quad k = 0, \pm 1, 2, \dots \quad (3.23)$$

Далее, в соответствии с теоремой об оригинале рациональной дроби и с теоремой обращения свёртки функций находим из выражения (3.20) соответствующую временную зависимость:

$$\begin{aligned}
 & \frac{p \cdot j(p) \cdot \left(\begin{aligned} & sh\left(\left(q(p, \lambda) \cdot d\right)(1-\zeta)\right) + \\ & + \left(\frac{q(p, \lambda) \cdot d}{(\lambda d)}\right) \cdot ch\left(\left(q(p, \lambda) \cdot d\right)(1-\zeta)\right) \end{aligned} \right)}{\Delta(p, \lambda)} \leftrightarrow \\
 \leftrightarrow & \sum_{k=0}^{\infty} \delta_k \cdot \left. \frac{i \cdot \left(\begin{aligned} & \sin(\beta_k(1-\zeta)) + \\ & + \left(\frac{\beta_k}{(\lambda d)}\right) \cdot \cos(\beta_k(1-\zeta)) \end{aligned} \right)}{\frac{d}{dp}[\Delta(p, \lambda)]} \right|_{p=p_k} \cdot \frac{dj_t(t)}{dt} \cdot e^{p_k t}, \quad (3.24)
 \end{aligned}$$

где $\zeta = -\frac{z}{d}$, $\zeta \in [0, 1]$ – координата, связанная с толщиной листового металла, в относительных единицах;

$$\delta_k = \begin{cases} 1, 0 & , \text{ для } k = 0 \\ 2, 0 & , \text{ для } k \neq 0 \end{cases}$$

В конечном итоге, с использованием зависимости (3.24) после необходимых тождественных преобразований находим оригинал для плотности тока, возбуждаемого в листовом металле.

$$\begin{aligned}
 j_x(t, \zeta, y) = & I_m \frac{2}{\pi} \times \\
 & \times \int_0^{\infty} \frac{\sin(\lambda a)}{(\lambda a)} e^{-\lambda h} \sum_{k=0}^{\infty} \delta_k \frac{F(\beta_k, \lambda, \zeta)}{\Phi(\beta_k, \lambda)} \left(\frac{dj_t(t)}{dt} \cdot e^{p_k t} \right) \lambda \cos(\lambda y) d\lambda, \quad (3.25)
 \end{aligned}$$

$$\text{где } F(\beta_k, \lambda, \zeta) = \beta_k \cdot \left[\sin(\beta_k (1 - \zeta)) + \left(\frac{\beta_k}{(\lambda \cdot d)} \right) \cdot \cos(\beta_k (1 - \zeta)) \right],$$

$$\Phi(\beta_k, \lambda) = \cos(\beta_k) \cdot [(\lambda d)^2 + 2(\lambda d) - \beta_k^2] + 2\beta_k \cdot \sin(\beta_k) \cdot [(\lambda d) + 1].$$

Выражение (3.25) приведём к виду, удобному для вычислений. Введём новую переменную интегрирования – $\alpha = \lambda d$, $\alpha \in [0, \infty)$, $d\lambda = \frac{1}{d} \cdot d\alpha$.

$$j_x(t, \zeta, y) = I_m \left(\frac{2}{\pi d^2} \right) \int_0^\infty \frac{\sin\left(\alpha \frac{a}{d}\right)}{\left(\alpha \frac{a}{d}\right)} \cdot e^{-\alpha \frac{h}{d}} \times \quad , \quad (3.26)$$

$$\times \sum_{k=0}^{\infty} \delta_k \frac{F(\beta_k, \alpha, \zeta)}{\Phi(\beta_k, \alpha)} \left(\frac{dj_t(t)}{dt} \cdot e^{p_k t} \right) \alpha \cos\left(\alpha \frac{y}{d}\right) d\alpha$$

$$\text{где } F(\beta_k, \alpha, \zeta) = \beta_k \cdot \left[\sin(\beta_k (1 - \zeta)) + \left(\frac{\beta_k}{\alpha} \right) \cdot \cos(\beta_k (1 - \zeta)) \right],$$

$$\Phi(\beta_k, \alpha) = \cos(\beta_k) \cdot [\alpha^2 + 2\alpha - \beta_k^2] + 2\beta_k \cdot \sin(\beta_k) \cdot [\alpha + 1],$$

$$\beta_k \text{ удовлетворяет уравнению: } ctg \beta_k = 0,5 \cdot \left(\frac{\beta_k}{\alpha} - \frac{\alpha}{\beta_k} \right).$$

Зависимость (3.26) проинтегрируем по толщине листового металла. Получим формулу для вычисления линейной плотности, описывающей поперечное распределение индуцированного тока:

$$J_x(t, y) = I_m \left(\frac{2}{\pi d} \right) \times \int_0^{\infty} \frac{\sin\left(\alpha \frac{a}{d}\right)}{\left(\alpha \frac{a}{d}\right)} e^{-\alpha \frac{h}{d}} \sum_{k=0}^{\infty} \delta_k \frac{G(\beta_k, \alpha)}{\Phi(\beta_k, \alpha)} \left(\frac{dj_t(t)}{dt} e^{p_k t} \right) \alpha \cos\left(\alpha \frac{y}{d}\right) d\alpha, \quad (3.27)$$

где $G(\beta_k, \alpha) = \left[(1 - \cos \beta_k) + \left(\frac{\beta_k}{\alpha} \right) \cdot \sin \beta_k \right]$.

Интеграл зависимости (3.27) по переменной $y \in [-a, a]$ даёт выражение для величины тока, индуцированного в металле листовой заготовки:

$$I_x(t) = I_m \left(\frac{4a}{\pi d} \right) \times \int_0^{\infty} \left(\frac{\sin\left(\alpha \frac{a}{d}\right)}{\left(\alpha \frac{a}{d}\right)} \right)^2 e^{-\alpha \frac{h}{d}} \sum_{k=0}^{\infty} \delta_k \frac{G(\beta_k, \alpha)}{\Phi(\beta_k, \alpha)} \left(\frac{dj_t(t)}{dt} e^{p_k t} \right) \alpha d\alpha. \quad (3.28)$$

Пусть внешний ток от стороннего источника подаётся в листовой металл так, что его распределение по поперечному сечению области под основным токопроводом также является равномерным.

Как результат суперпозиции стороннего и индуцированного сигналов, найдём зависимости для результирующего тока и его плотности в указанной ограниченной зоне листового металла.

Суммарный ток запишется в виде:

$$I_x^{(S)}(t) = I_m \times \left[j_t(t) - \left(\frac{4a}{\pi d} \right) \times \int_0^\infty \frac{\sin\left(\alpha \frac{a}{d}\right)}{\left(\alpha \frac{a}{d}\right)} e^{-\alpha \frac{h}{d}} \sum_{k=0}^\infty \delta_k \frac{G(\beta_k, \alpha)}{\Phi(\beta_k, \alpha)} \left(\frac{dj_t(t)}{dt} e^{p_k t} \right) \alpha d\alpha \right]. \quad (3.29)$$

Результирующая плотность тока, протекающего в данной части листового металла с учётом выражения (3.29), запишется в виде:

$$j_x^{(S)}(t, \zeta, y) = \frac{I_m}{(2ad)} \times \left[j_t(t) - \left(\frac{4a}{\pi d} \right) \times \int_0^\infty \frac{\sin\left(\alpha \frac{a}{d}\right)}{\left(\alpha \frac{a}{d}\right)} e^{-\alpha \frac{h}{d}} \sum_{k=0}^\infty \delta_k \frac{G(\beta_k, \alpha, \zeta)}{\Phi(\beta_k, \alpha, \zeta)} \left(\frac{dj_t(t)}{dt} e^{p_k t} \right) \times \alpha \cos\left(\alpha \frac{y}{d}\right) d\alpha \right]. \quad (3.30)$$

Формула (3.30) позволяет рассчитывать распределение тока в поперечном сечении листового металла, где имеет место суперпозиция индуцированного и стороннего тока.

Интегрируя выражение (3.30) по $\zeta \in [0, 1]$ с учётом связи $\zeta = -\frac{z}{d}$, $z \in [-d, 0]$, получаем, что

$$J_x^{(S)}(t, y) = \frac{I_m}{(2ad)} \times \left[j_t(t) - \left(\frac{4a}{\pi d} \right) \times \right. \\ \left. \times \int_0^\infty \frac{\sin\left(\alpha \frac{a}{d}\right)}{\left(\alpha \frac{a}{d}\right)} e^{-\alpha \frac{h}{d}} \sum_{k=0}^\infty \delta_k \frac{G(\beta_k, \alpha)}{\Phi(\beta_k, \alpha)} \times \left(\frac{dj_t(t)}{dt} e^{p_k t} \right) \alpha \cos\left(\alpha \frac{y}{d}\right) d\alpha \right]. \quad (3.31)$$

Говоря об электромагнитных процессах в рассматриваемой системе при параллельном электрическом подключении основного токопровода длиной – l к участку той же длины на листовом металле, можно отметить следующие обстоятельства.

Первое. В постановке задачи указывалось, что основной токопровод «прозрачен» для действующих полей и не влияет на протекающие электромагнитные процессы. Но, положим, что он выполнен из того же металла, что и листовая заготовка.

Второе. В первом приближении, влияние индукционных эффектов на токовые характеристики в источнике возбуждения системы – в основном токопроводе можно учесть, если, исходя из физических принципов подобия, положить, что электромагнитные процессы в нём и зоне листового металла под ним идентичны [172].

С учётом вышеуказанных обстоятельств суммарные величины токовых характеристик в основном токопроводе также можно представить зависимостями (3.29), (3.31).

Интегральная сила притяжения, возбуждаемая при взаимодействии параллельных токов, принимает вид [176]:

$$F_{attr}(t) = \frac{\mu_0}{2\pi} \cdot \left(I_x^{(S)}(t) \right)^2 \cdot \frac{l}{h}. \quad (3.32)$$

Выражение (3.32) в совокупности с зависимостями (3.29), (3.31) а также соотношениями для линейной плотности возбуждаемых токов представляют собой решения поставленной электродинамической задачи. Они адекватно описывают процессы в

инструменте магнитно-импульсного притяжения при «прямом пропускании тока» через обрабатываемый металл.

3.3 Численные оценки, обобщение результатов вычислений

Численные оценки проведем для экспериментальных моделей.

1. Листовые немагнитные металлы – $d = 0,001$ м, $\gamma = 0,4 \cdot 10^7$ 1/Ом·м (сталь) и $\gamma = 3,75 \cdot 10^7$ 1/Ом·м (алюминий).

2. Основной токопровод выполнен из того же металла и той же толщины, что и обрабатываемый объект («сталь – сталь» или «алюминий – алюминий»).

3. Геометрия системы – $l = 0,06$ м, $2a = 0,01 \div 0,06$ м, $h = 0,002$ м, рабочая зона инструмента – область $l \times (2a)$.

4. Основной токопровод и заданный участок обрабатываемого металла – электрически параллельны, так что в цепи каждого из них возбуждающие токи одинаковы и равны половине тока, генерируемого источником мощности.

5. Параметры токовых импульсов определяются характеристиками источника мощности – магнитно-импульсной установки МИУС-2, разработанной в Лаборатории Электромагнитных Технологий Харьковского национального автомобильно-дорожного университета [130,177,176].

1.1 Максимальное напряжение на емкостном накопителе – $U = 2000$ В.

1.2 Максимальная рабочая частота при подключении к непосредственному электрическому выходу МИУС-2 – $f_{\max} = 700$ Гц (относительный декремент затухания – $\delta = 0,3$).

1.3 Рабочая частота – $f_p = 1000 \div 1500$ Гц (относительный декремент затухания – $\delta = 0,3$) при подключении через согласующее устройство с коэффициентом передачи энергии в рабочую зону инструмента – $K \approx 4$.

1.4 Магнитно-импульсная установка МИУС-2 позволяет работать в 2-х режимах. Первый – это генерирование экспоненциально затухающих (осциллирующих) токовых импульсов. Второй – это генерирование токовых импульсов аperiodической (униполярной) временной формы. Следует отметить, что последний режим является более предпочтительным для практики, поскольку

работа тиристорных коммутаторов с униполярными сигналами характеризуется более длительным сроком эксплуатации.

Вычисления проводились с помощью стандартного программного пакета «Mathematica 5.1».

Алгоритм расчёта.

1. Приближённый интервал изменения переменной интегрирования $\alpha \in [0, \alpha_{\max}]$ определяется функциональным видом Фурье-образа поперечного распределения возбуждающего тока. Для значений $\alpha \in [0, \alpha_{\max}]$ модуль функции распределения должен быть отличен от нуля. Как показали численные оценки по максимуму – $\alpha \in [0, 1]$.

2. В интервале значений $\alpha \in [0, \alpha_{\max}]$ вычисляются корни уравнения – $\beta_k = \beta_k(\alpha)$ для значений индекса суммирования $k = 0, 1, 2, 3, \dots$

3. В общем случае расчётную зависимость $\beta_k = \beta_k(\alpha)$ можно аппроксимировать совокупностью последовательности линейных функций.

Как показали численные оценки, для принятой геометрии индуктора вполне удовлетворительной представляется аппроксимация аналитической зависимостью: $\beta_k \approx \sqrt{2\alpha} + k \cdot \pi$.

4. Найденная зависимость $\beta_k = \beta_k(\alpha)$ подставляется в подынтегральные выражения расчётных формул.

5. Несобственные интегралы и суммы рядов вычисляются с помощью стандартных программ «NIntegrate» и «NSum».

6. Суммирование в рядах выполняется для разного числа высших гармоник. Их учтённое количество полагается достаточным, если увеличение предельного значения « k » на единицу не приводит к результату, отличному от предыдущего более чем на $5 \div 10$ %.

Графики характерных расчётных зависимостей сгруппированы по виду обрабатываемых металлов: сталь и алюминий. Для каждого из металлов вычисления разделены в соответствии с вариациями параметров источника мощности, временных форм возбуждающих токов и геометрии рабочей зоны.

В соответствии с возможностями источника мощности генерировать сигналы различной временной формы, численные оценки выполним как для осциллирующих, так и для униполярных токовых импульсов.

Сталь.

Вариант №1.

Рабочая частота – $f = 7000$ Гц, напряжение – $U = 2000$ В,
рабочая зона: $l \times (2a) = 0,06 \times 0,06$ м.

Форма возбуждающего тока – экспоненциально затухающая синусоида.

Результаты вычислений представлены ниже.

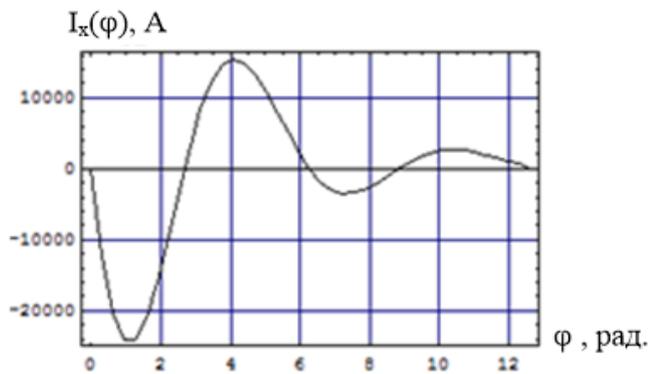


Рис. 3.4. Возбуждающий ток

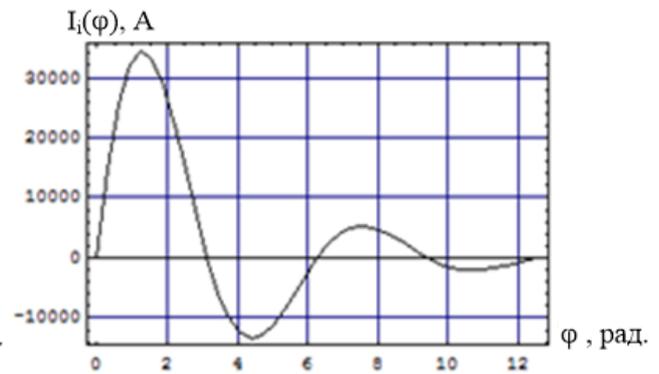


Рис. 3.5. Индуцированный ток

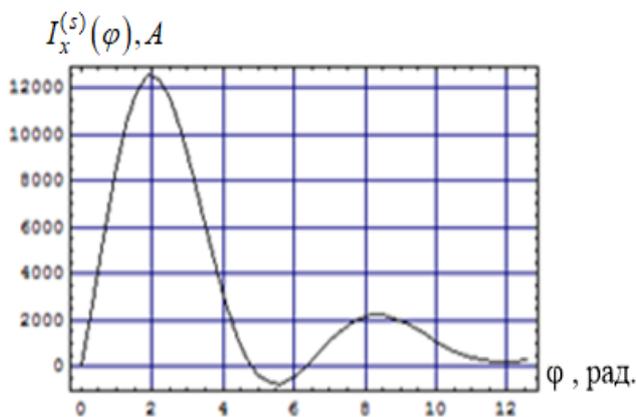


Рис. 3.6. Суммарный ток в цепи
каждого из взаимодействующих
проводников

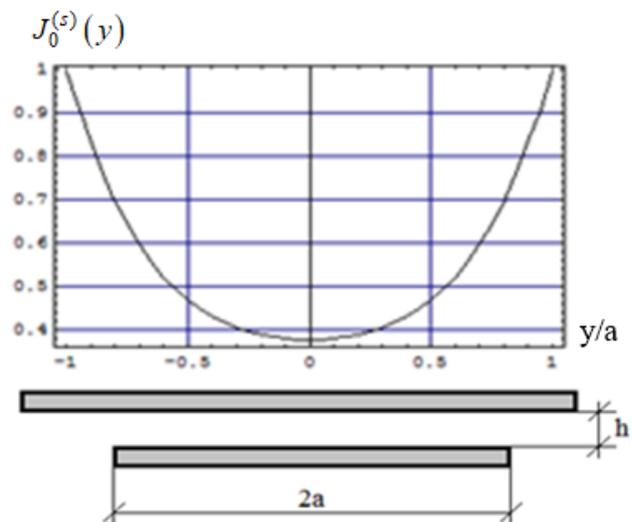


Рис. 3.7. Поперечное распределение
суммарного тока

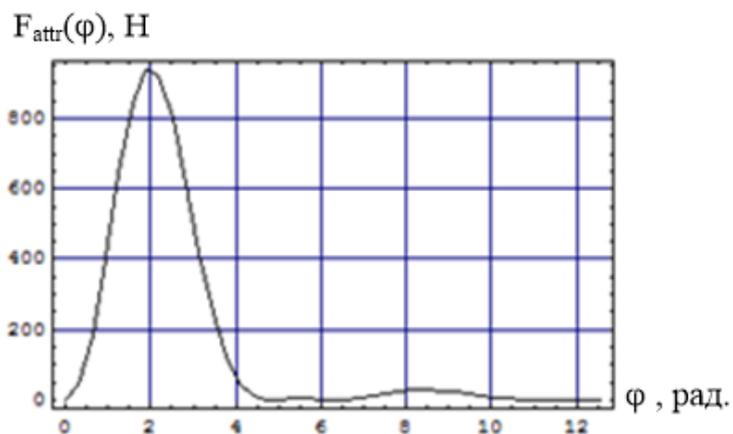


Рис. 3.8. Возбуждаемая сила притяжения

Форма возбуждающего тока – аperiodический униполярный сигнал.

Аналогично предыдущему, результаты вычислений даны ниже.

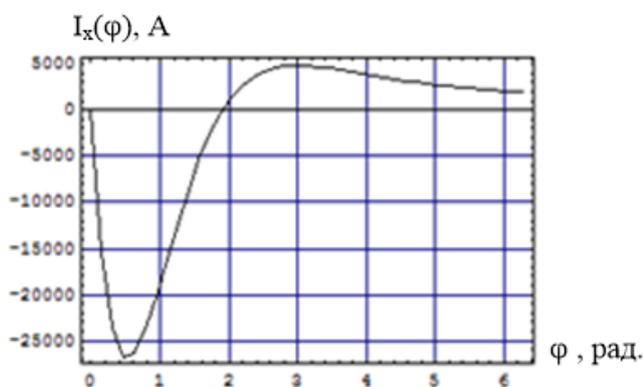


Рис. 3.9. Возбуждающий ток

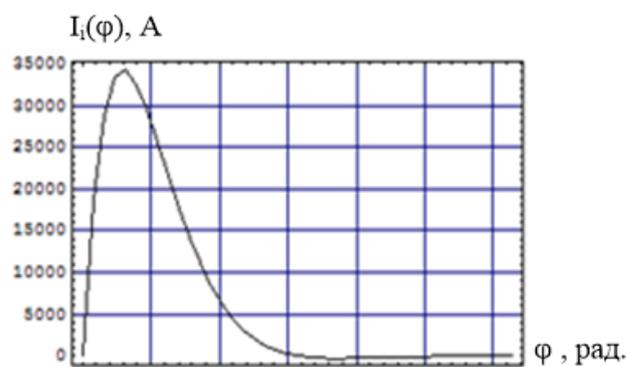


Рис. 3.10. Индуцированный ток

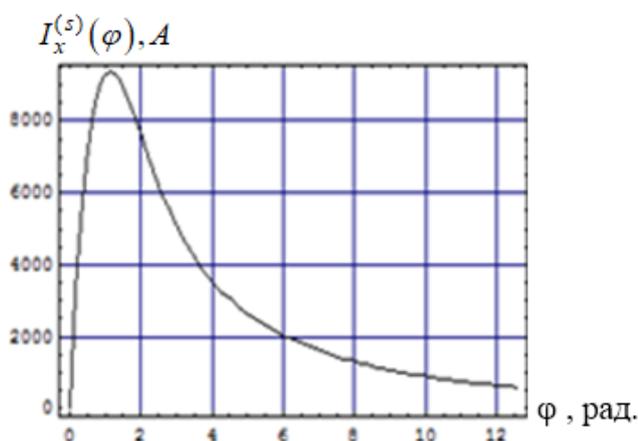


Рис. 3.11. Суммарный ток в цепи каждого из проводников системы

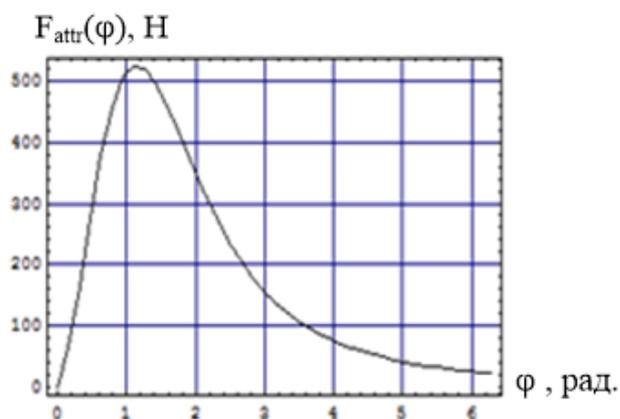


Рис. 3.12. Возбуждаемая сила притяжения

Из результатов вычислений для высоких рабочих частот следует, что:

- в режиме осциллирующих импульсов возбуждающего тока максимуму возможностей источника мощности соответствует максимум силы притяжения ~ 1000 Н;

- переход к униполярному импульсу возбуждающего тока приводит к снижению амплитуды силы притяжения почти в ~ 2 раза, то есть, до ~ 500 Н;

- с физической точки зрения, причиной снижения силы притяжения при аperiodической форме возбуждающего тока можно считать уменьшение его временной длительности (рис. 3.4. $\rightarrow \varphi \in [0, 4\pi]$, рис. 3.9 $\rightarrow \varphi \in [0, \pi]$), что, очевидно, привело к сокращению времени развития электродинамических процессов;

- неоднородность поперечного распределения суммарных токов, отражающая уровень поперечного распределения сил притяжения, достаточно велика и достигает ~ 60 %.

Дальнейшие вычисления проведены для униполярной формы возбуждающего тока (безопасность тиристорных коммутаторов).

Вариант №2.

Рабочая частота – $f = 1500$ Гц, напряжение – $U = 2000$ В, рабочая зона: $l \times (2a) = 0,06 \times 0,06$ м.

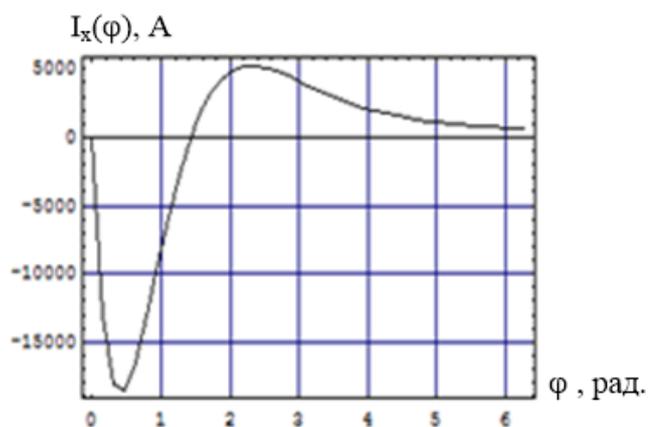


Рис. 3.13. Возбуждающий ток

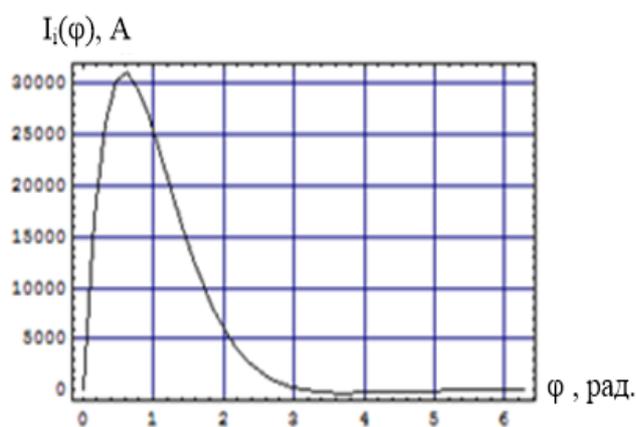


Рис. 3.14. Индуцированный ток

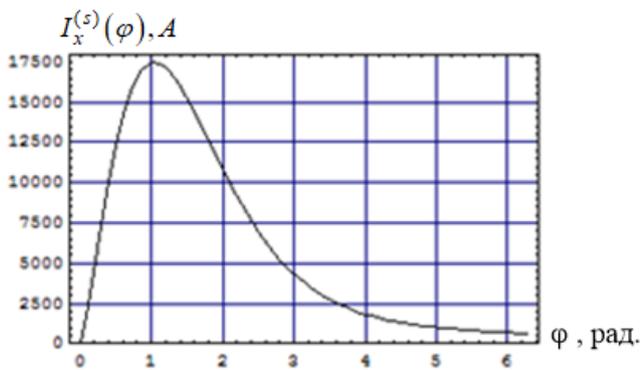


Рис. 3.15. Суммарный ток в цепи каждого из проводников системы

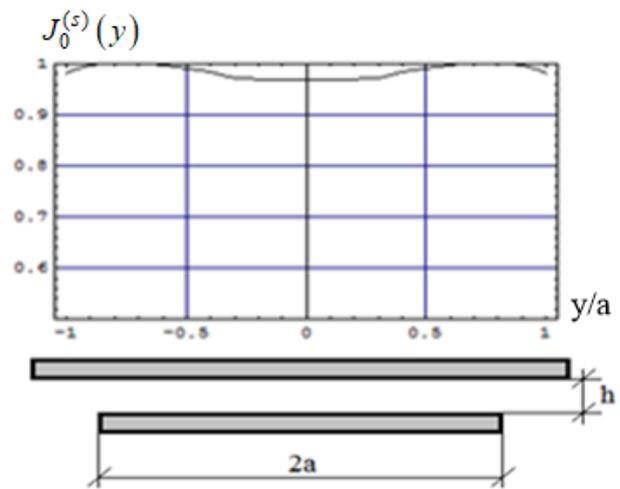


Рис. 3.16. Поперечное распределение суммарного тока

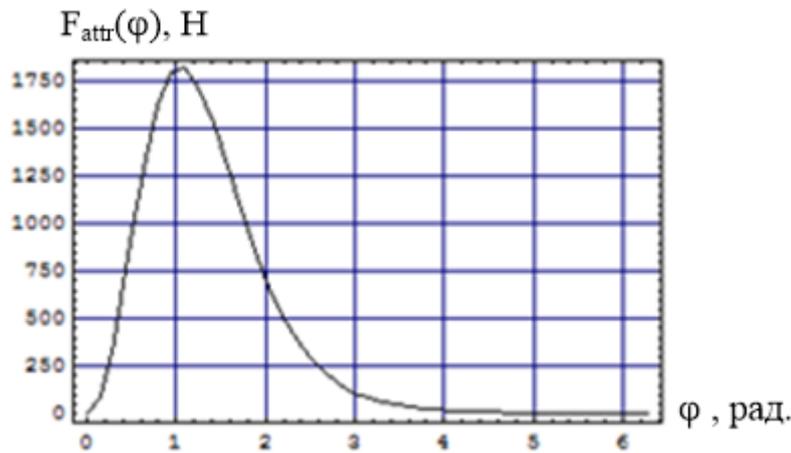


Рис. 3.17. Возбуждаемая сила притяжения

Из результатов вычислений для низких рабочих частот следует, что:

- максимуму возможностей источника мощности соответствует максимум силы притяжения ~ 1800 Н, что более, чем в ~ 3 раза превышает аналогичный максимум для высоких частот возбуждающего тока;

- с физической точки зрения, причиной увеличения сил притяжения при снижении рабочих частот можно считать интенсификацию процессов проникновения возбуждаемых полей, что, очевидно, привело к увеличению напряжённостей с внешней стороны проводников системы и, соответственно, к росту сил магнитного давления извне (рис. 3.2.);

– неоднородность поперечного распределения суммарных токов, отражающая уровень поперечного распределения сил притяжения, достаточно низка и составляет не более $\sim (5 \div 6) \%$.

РЕЗЮМЕ: переход к низким рабочим частотам возбуждающих токов позволяет существенно увеличить эффективность системы магнитно-импульсного притяжения с «прямым пропуском тока» через обрабатываемый металл.

Вариант №3.

Рабочая частота – $f = 1500$ Гц, напряжение – $U = 2000$ В, рабочая зона: $l \times (2a) = 0,06 \times 0,01$ м.

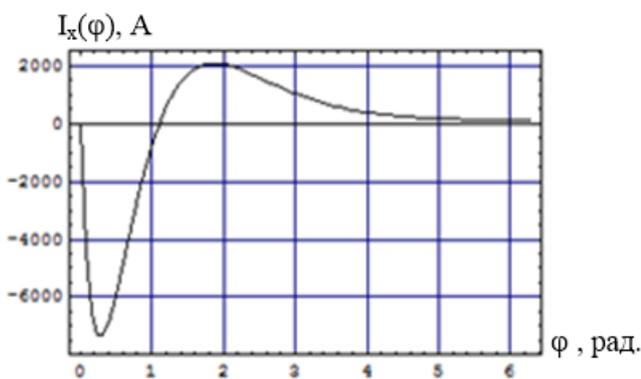


Рис. 3.18. Возбуждающий ток

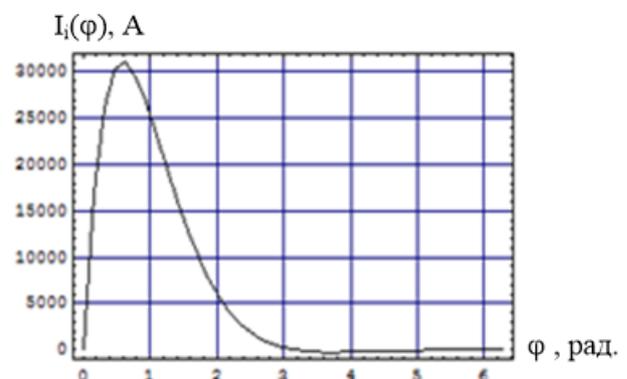


Рис. 3.19. Индуцированный ток

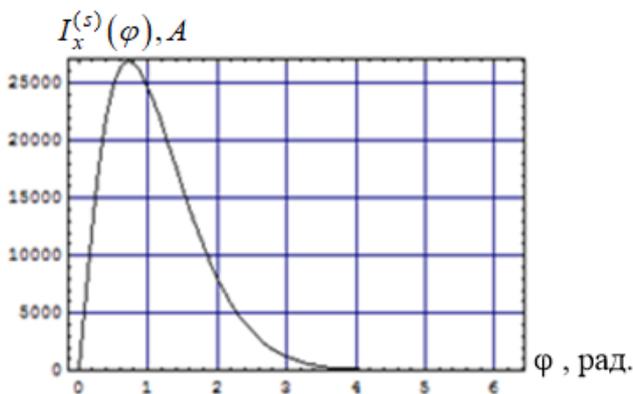


Рис. 3.20. Суммарный ток в цепи каждого из проводников системы

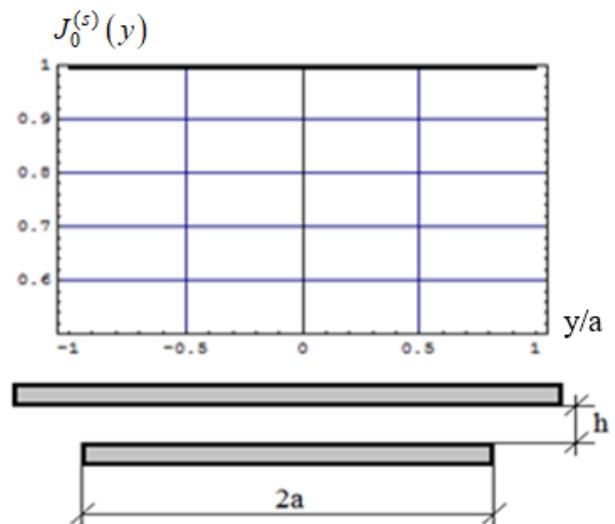


Рис. 3.21. Поперечное распределение суммарного тока

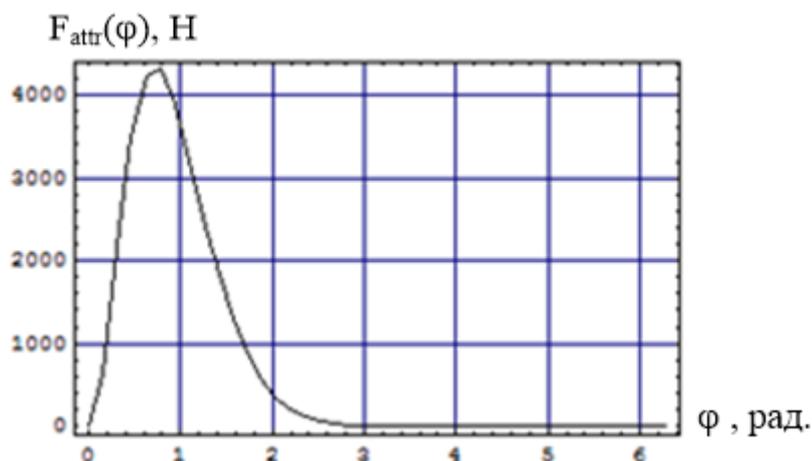


Рис. 3.22. Возбуждаемая сила притяжения

Из результатов вычислений следует, что

- максимуму возможностей источника мощности при уменьшении поперечного размера основного токопровода индуктора до $\sim 0,01$ м соответствует максимум силы притяжения ~ 4000 Н, что более, чем в ~ 2 раза превышает аналогичный максимум для ширины токопровода $\sim 0,06$ м;

- с физической точки зрения, причиной увеличения сил притяжения при уменьшении поперечного размера основного токопровода можно считать рост амплитуд возбуждаемых полей, что, очевидно, привело к интенсификации индукционных процессов;

- поперечное распределение суммарных токов, отражающее уровень поперечного распределения сил притяжения, практически однородно.

РЕЗЮМЕ: уменьшение ширины основного токопровода индуктора позволяет значительно увеличить силовые показатели системы магнитно-импульсного притяжения с «прямым пропусканием тока» через обрабатываемый металл.

В заключение выполним оценки при пониженном напряжении емкостного накопителя.

Вариант №4.

Рабочая частота – $f = 1500$ Гц, напряжение – $U = 1000$ В, рабочая зона: $l \times (2a) = 0,06 \times 0,01$ м.

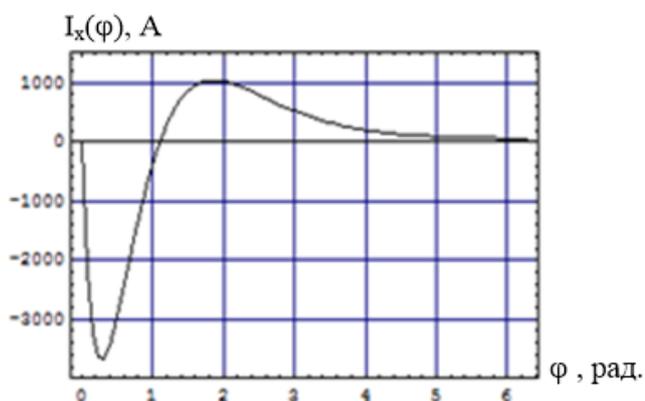


Рис. 3.23. Возбуждающий ток

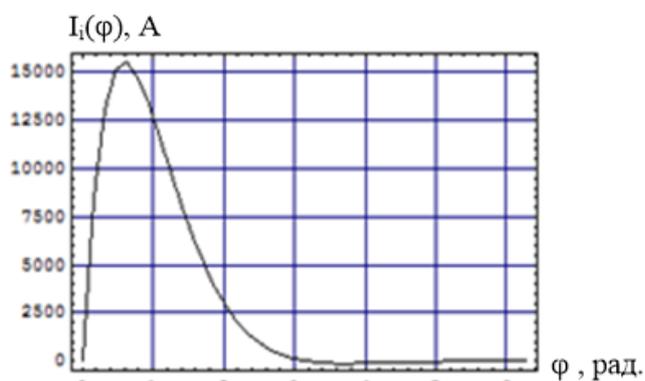


Рис. 3.24. Индуцированный ток

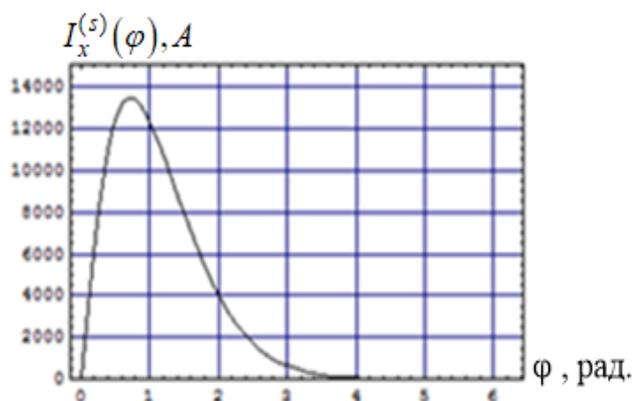


Рис. 3.25. Суммарный ток в цепи каждого из проводников системы

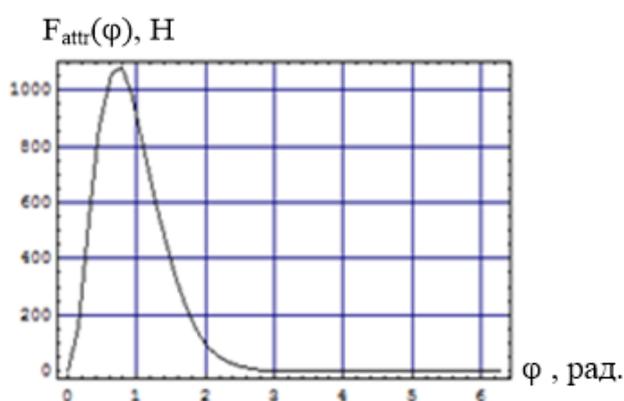


Рис. 3.26. Возбуждаемая сила притяжения

Как видно из рис. 3.26., максимум силы магнитно-импульсного притяжения составляет ~ 1100 Н, что свидетельствует о реальной возможности снижения энергетических показателей источника мощности для выполнения заданной производственной операции.

Алюминий.

Форма возбуждающего тока, принятая в расчётах, – аperiodический унipoлярный сигнал.

Рабочая частота – $f = 1500$ Гц, напряжение – $U = 2000$ В, рабочая зона: $l \times (2a) = 0,06 \times 0,06$ м.

Цель – оценка работоспособности системы с той же технологической оснасткой, что была принята при работе со сталью.

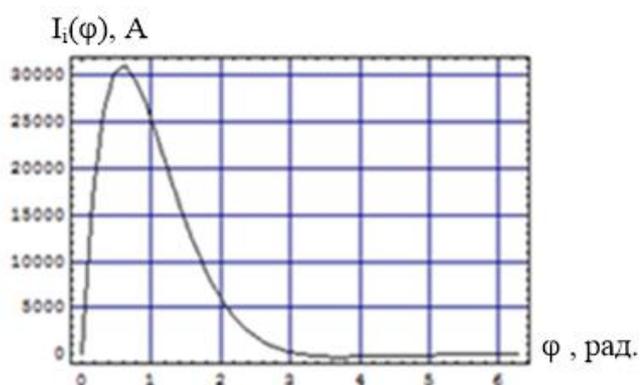


Рис. 3.27. Индуцированный ток

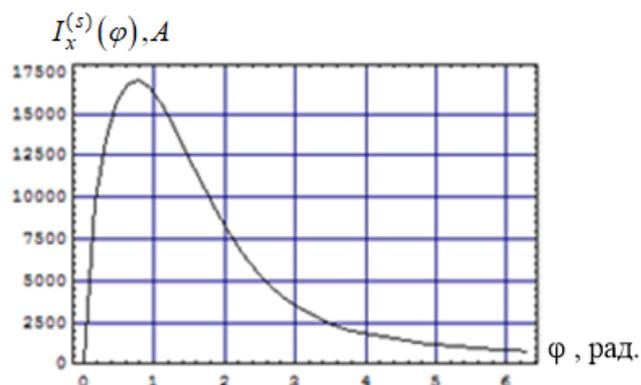


Рис. 3.28. Суммарный ток в каждом из проводников системы

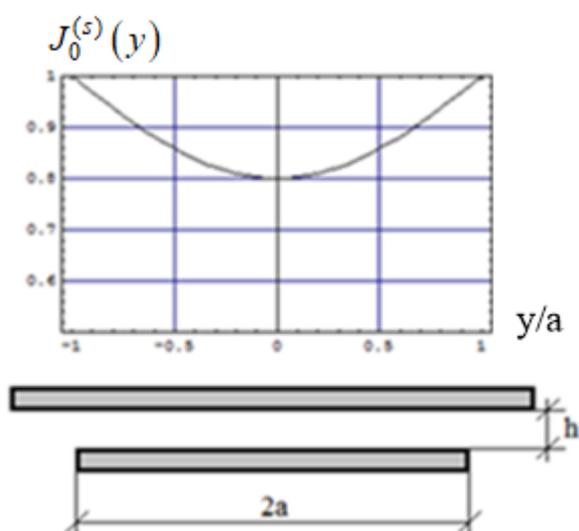


Рис. 3.29. Поперечное распределение суммарного тока

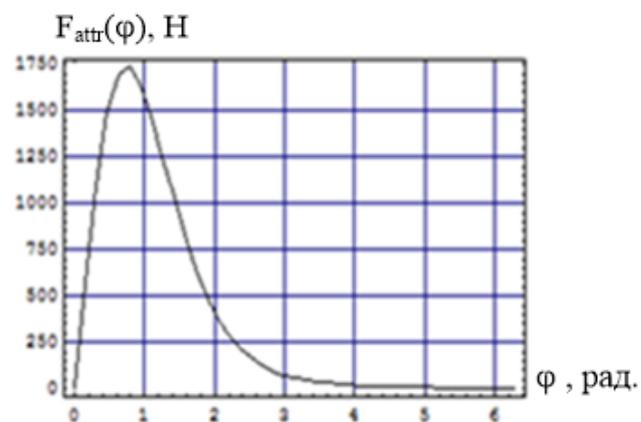


Рис. 3.30. Возбуждаемая сила притяжения

Основные результаты:

- максимум силы притяжения составляет ~ 1750 Н;
- уровень неоднородности поперечного распределения суммарного тока, характеризующего степень равномерности поперечного распределения сил притяжения, не превышает ~ 20 %.

РЕЗЮМЕ: магнитно-импульсное притяжение при «прямом пропускании тока» через обрабатываемый алюминий достаточно эффективно при использовании технологической оснастки и характерных показателях, что были приняты для деформирования стального образца.

Обобщение результатов вычислений токов и сил в системе магнитно-импульсного притяжения с «прямым пропусканием тока» через обрабатываемый металл приводит к следующим выводам.

1. Переход к низким рабочим частотам возбуждающих токов позволяет:

- существенно увеличить амплитуды сил притяжения, например, при $f = 1,5$ кГц силовые показатели для стали возрастают более, чем в ~ 3 раза по сравнению с $f = 7$ кГц;

- значительно снизить (до $\sim 5 \div 6$ %) неоднородность поперечного распределения суммарных токов, отражающего уровень равномерности сил притяжения. достаточно низка и составляет не более.

2. С физической точки зрения, причиной увеличения сил притяжения при снижении рабочих частот можно считать интенсификацию процессов проникновения возбуждаемых полей, что приводит к росту сил магнитного давления на проводники извне.

3. Уменьшение поперечного размера основного токопровода индуктора позволяет

- существенно увеличить амплитуды сил притяжения, так, при ширине основного токопровода до $\sim 0,01$ м максимум силы притяжения возрастает в ~ 2 раза в сравнении с поперечным размером $\sim 0,06$ м;

- достичь практически однородного распределения возбуждаемых сил магнитно-импульсного притяжения;

- снизить энергетические показатели источника мощности для выполнения заданной производственной операции.

4. С физической точки зрения, причиной увеличения сил притяжения при уменьшении поперечного размера основного токопровода можно считать рост амплитуд возбуждаемых полей, что ведёт к интенсификации индукционных процессов.

5. Максимуму возможностей источника мощности магнитно-импульсной установки ($U = 2000$ В, $f = 1500$ Гц и униполярной форме возбуждающего тока) соответствует максимум силы притяжения ~ 4000 Н.

6. Магнитно-импульсное притяжение при «прямом пропускании тока» через обрабатываемый алюминий может быть достаточно эффективным, так при $U = 2000$ В, $f = 1500$ Гц и униполярной форме возбуждающего тока силы притяжения достигают ~ 1750 Н при уровне неоднородности поперечного распределения не более ~ 20 %.

7. Значительное увеличение сил магнитно-импульсного притяжения (в идеале, по максимуму 4-х кратное) возможно при последовательном электрическом включении основного токопровода и обрабатываемого металла в разрядную цепь источника мощности.

Примечание. Переход от параллельного соединения одинаковых проводников к последовательному даёт 2-х кратное увеличение возбуждающего тока в каждом из них. Квадратичная зависимость от токов даёт 4-х кратный рост силы магнитно-импульсного притяжения.

3.4 Примеры возможных экспериментальных конструкций инструментов

Вариант №1. «Параллельное включение проводников»

Рассчитанные характеристики

1. Рабочая частота – $f = 1,5$ кГц, форма импульса – аperiodическая, напряжение – $U = 2$ кВ, ёмкость – $C = 1200$ мкФ, максимум тока в основном токопроводе – $J_{\max} = 19$ кА, максимум тока в листовом металле – $J_{\max}^{(\text{лист})} = 10,64$ А, неоднородность распределения – до 8 %, максимум силы притяжения – $F_m^{(\text{real})} = 1232$ Н.

2. Собственная индуктивность системы, рассчитанная, как индуктивность прямоугольной рамки с заданными размерами, равна – $L \approx 67$ нГн.

3. Максимально возможный прирост температуры нагрева за время одного импульса составляет [171]:

$$\Delta T^{\circ} = \frac{J_{\max}^2}{(\rho \cdot c \cdot \gamma \cdot d^2 \cdot 2a)} \cdot \int_0^{\infty} j_t^2(t) dt = 4,5 \text{ }^{\circ}\text{C}.$$

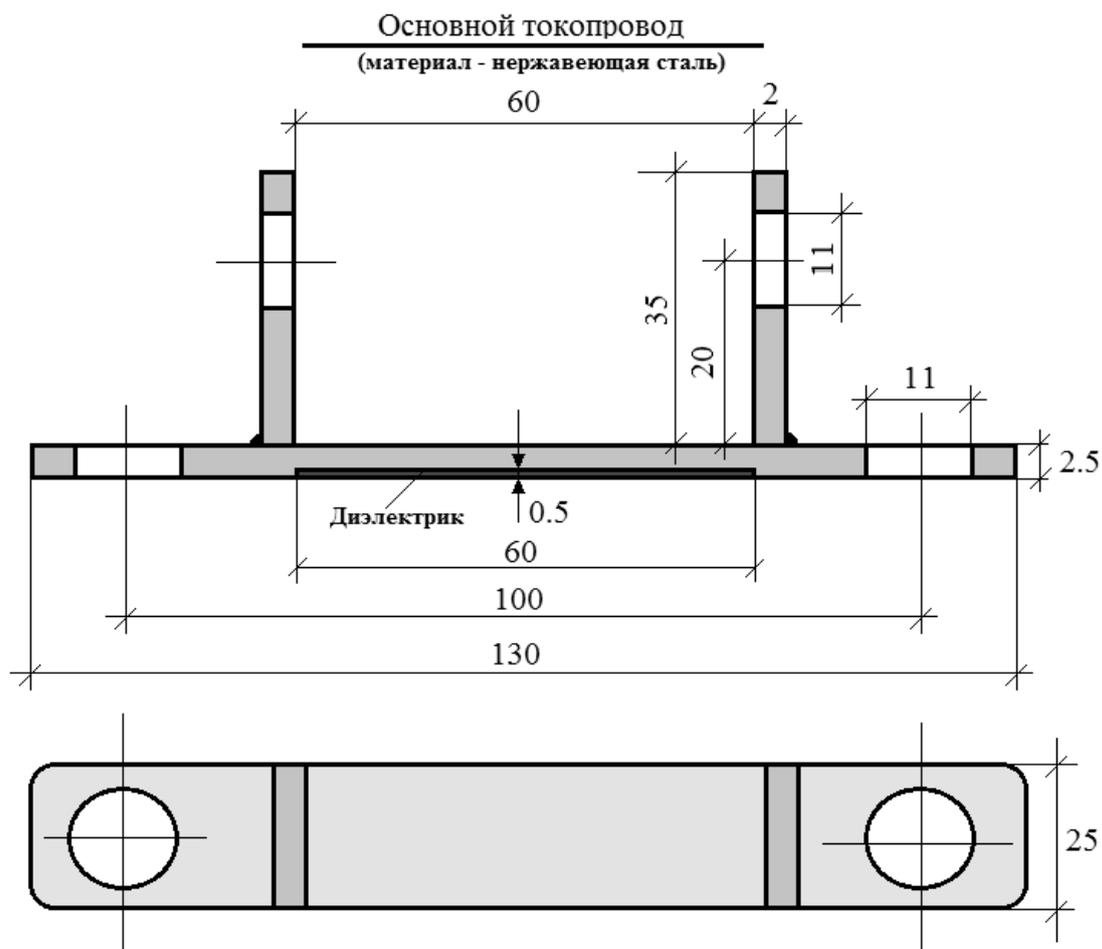


Рис. 3.31. Основной токопровод системы

Вариант №2. «Последовательное включение проводников»

Расчётные характеристики

1. Рабочая частота – $f = 1,5$ кГц, форма импульса – аperiодическая, напряжение – $U = 2$ кВ, ёмкость – $C = 1200$ мкФ, максимум тока в основном токопроводе – $J_{\max} = 48$ кА, максимум тока в листовом металле – $J_{\max}^{(\text{лист})} = 26,88$ А, неоднородность распределения – менее 1 %, максимум силы притяжения – $F_m^{(\text{real})} = 6832$ Н.

2. Максимально возможный прирост температуры нагрева за время одного импульса составляет [171]:

$$\Delta T^\circ = \frac{J_{\max}^2}{(\rho \cdot c \cdot \gamma \cdot d^2 \cdot 2a)} \cdot \int_0^\infty j_t^2(t) dt = 19,94 \text{ }^\circ\text{C}.$$

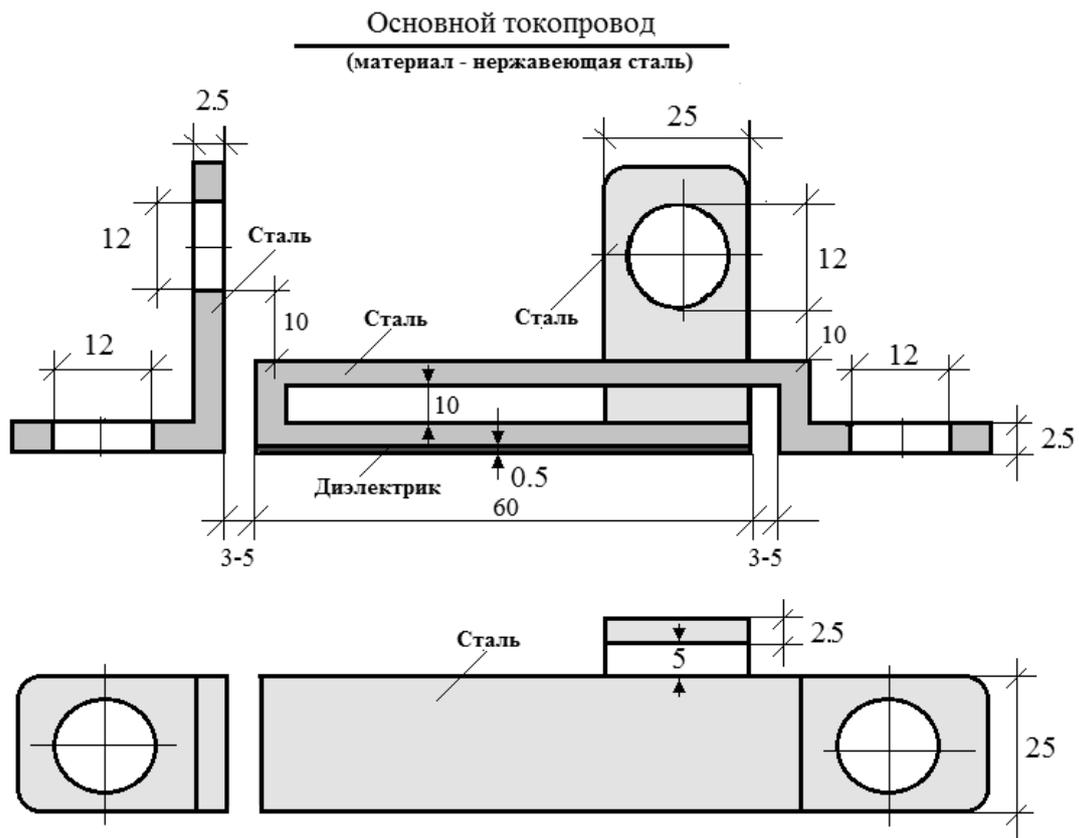


Рис. 3.32. Основной токопровод системы

Вариант №3. «Угловая» форма основного токопровода

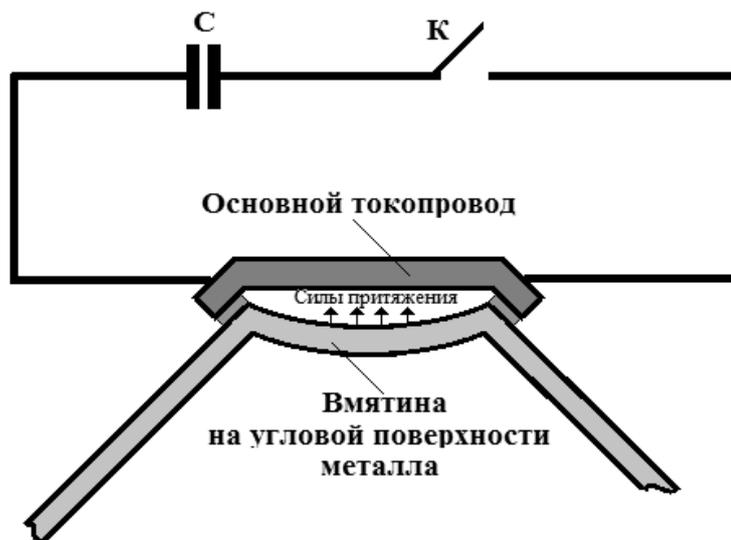


Рис. 3.33 Принципиальная схема устранения вмятины на угловой поверхности листового металла

3.5 Выводы по главе 3

1. С привлечением схемы возбуждения сил давления на проводник в магнитном поле дано физическое обоснование работоспособности систем с «прямым пропусканием тока», основным условием которой является требование низких рабочих частот, обеспечивающих режим интенсивного проникновения возбуждаемых электромагнитных полей.

2. Рассчитаны токи и силы в зависимости от временных показателей протекающих процессов и геометрических параметров рабочей зоны инструмента.

3. Предложены принципиальные схемы реализации магнитно-импульсного притяжения с «прямым пропусканием тока» через обрабатываемый металл, предполагающие параллельное или последовательно электрическое включение инструмента метода в цепь источника мощности.

4. Для схемы с параллельным включением в цепь источника мощности показано, что для немагнитных стальных листов с толщиной ~ 1 мм вариация значения рабочей частоты (рекомендуемая $\sim 1,5$ кГц) и ширины основного токопровода позволяет снизить энергетические показатели производственной операции притяжения.

5. Показано, что магнитно-импульсное воздействие позволяет весьма эффективно притягивать заданные участки листового алюминия толщиной ~ 1 мм в инструментах с «прямым пропусканием тока» для деформирования стальных образцов.

6. Показано, что для схем с последовательным включением в разрядную цепь источника мощности амплитуды возбуждаемых сил притяжения возрастают в $\sim 3 \div 4$ раза при тех же энергетических показателях, что и в случае параллельного включения.

7. Даны примеры конструктивного выполнения основных токопроводов инструментов магнитно-импульсного притяжения с «прямым пропусканием тока».

ГЛАВА 4

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ АПРОБАЦИЯ

В целом, эксперименты, описанные в настоящем разделе, объединяют исследования и разработки различных видов оборудования, предназначенного для различных промышленных технологий, в частности, ремонта элементных составляющих транспортных средств.

Первая часть раздела посвящена экспериментальным исследованиям электромагнитных и температурных процессов при индукционном нагреве листовых металлов с помощью разработанных модельных конструкций инструментов с ферромагнитными сердечниками.

Вторая часть содержит описание экспериментальных моделей инструментов магнитно-импульсного притяжения при «прямом пропускании тока» через заданный участок образца из листовой стали кузовного покрытия легковых автомобилей.

4.1 Индукционный нагрев инструментами с ферромагнитными сердечниками

Как было показано ранее, эффективность инструментов индукционного нагрева в различных производственных операциях, например, в современных технологиях ремонта автотранспорта, можно увеличить за счет введения ферромагнитных сердечников в конструкции индукторных систем – источников электромагнитных полей.

Выполненные теоретические исследования и численные оценки данного предложения, подтвердившие позитивное влияние сердечников на интенсивность индукционного нагрева листовых металлов, следует дополнить соответствующими экспериментами. Их проведение позволит установить достоверность выводов теории и вычислений, а также выработать рекомендации для проектирования конструкций эффективных инструментов индукционного нагрева.

Цель экспериментов – измерение основных характеристик электромагнитных и тепловых процессов в рабочих зонах модельных вариантов инструментов индукционного нагрева – индукторных систем с ферромагнитными сердечниками и сравнение полученных

результатов с аналогичными показателями для индукторных систем без сердечников.

4.1.1 Оборудование, экспериментальные образцы

Экспериментальное оборудование включает следующие составляющие.

1. Источники питания.

В качестве источников питания экспериментальных систем индукционного нагрева (далее, «источник №1» и «источник №2») были использованы источники мощности, разработанные в лаборатории электромагнитных технологий ХНАДУ, отличающиеся друг от друга выходными характеристиками и представленные на рис. 4.1. и рис. 4.2. [130].



Рис. 4.1. Внешний вид «источника №1»

Электрические параметры: Питание: сеть 220 В – 50 Гц;

Максимальная выходная мощность: 2 кВт;

Диапазон регулировки мощности: 0...2 кВт; Рабочая частота: 25 кГц.



Рис. 4.2. Внешний вид «источника №2»,
 Электрические параметры: Питание: сеть 220 В – 50 Гц;
 Максимальная выходная мощность: 4 кВт;
 Диапазон регулировки мощности: 0...4 кВт; Рабочая частота: 20 кГц.

2. Измерительная аппаратура:

- цифровой осциллограф – PV6501;
- цифровой электронный инфракрасный пирометр – WH320;
- плоский индукционный датчик: площадь поперечного сечения – $S = 1 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2$; количество витков – $n = 100$.

3. Индукторные системы:

1. круговой индуктор – цилиндрический соленоид без ферромагнитного сердечника ($R_1 = 0,04 \text{ м}$; $R_2 = 0,05 \text{ м}$; количество витков – $N = 10$);

2. круговой индуктор ($R_1 = 0,04 \text{ м}$; $R_2 = 0,05 \text{ м}$; количество витков – $N = 10$) с сердечником из феррита – сплошным цилиндром, материал которого заполняет внутреннюю полость обмотки соленоида;

3. индуктор, обмотка которого размещена на ферромагнитном сердечнике П-образной геометрии (внутренний поперечный размер – $D_1 = 0,024 \text{ м}$; внешний поперечный размер – $D_2 = 0,038 \text{ м}$; толщина – $0,014 \times 0,014 \text{ м}^2$, высота – $H = 0,04 \text{ м}$; количество витков обмотки – $N = 10$).

4. Образцы листовых металлов:

1. пластина из автомобильной стали а/м «Форд» толщиной $\sim 0,8 \cdot 10^{-3} \text{ м} \div 0,9 \cdot 10^{-3} \text{ м}$;

2. пластина из алюминия толщиной $\sim 1 \cdot 10^{-3} \text{ м}$

3. пластина из меди толщиной $\sim 7 \cdot 10^{-3}$ м
4. пластина из железа толщиной $\sim 8 \cdot 10^{-3}$ м
5. пластина из железа толщиной $\sim 0,8 \cdot 10^{-3}$ м

4.1.2 Схемы проведенных экспериментов

Эксперименты по исследованиям процессов при индукционном нагреве заданных участков листовых металлов условно разделены на отдельные группы, оформленные как варианты с различными индукторными системами.

Примечание. Подробное описание образцов листовых металлов конструкций индукторных систем дано в предыдущем разделе 4.1.1.

Вариант №1. Эксперименты с круговым индуктором без ферромагнитного сердечника.

Ниже приведены иллюстрации проведения эксперимента на рис. 4.3. и рис. 4.4.

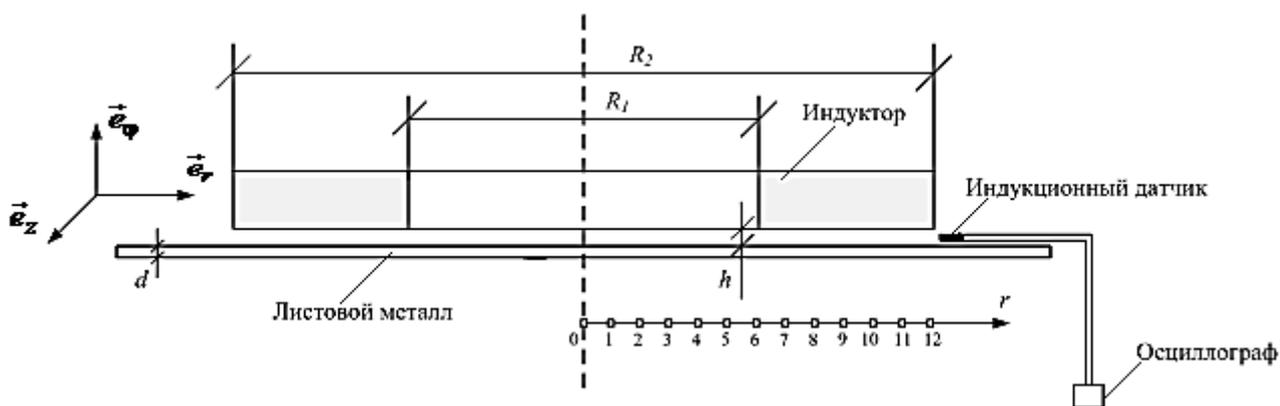


Рис. 4.3. Принципиальная схема эксперимента
(рабочая частота ~ 23 кГц, амплитуда тока в обмотке ~ 104 А, $h = 1,5$ мм)

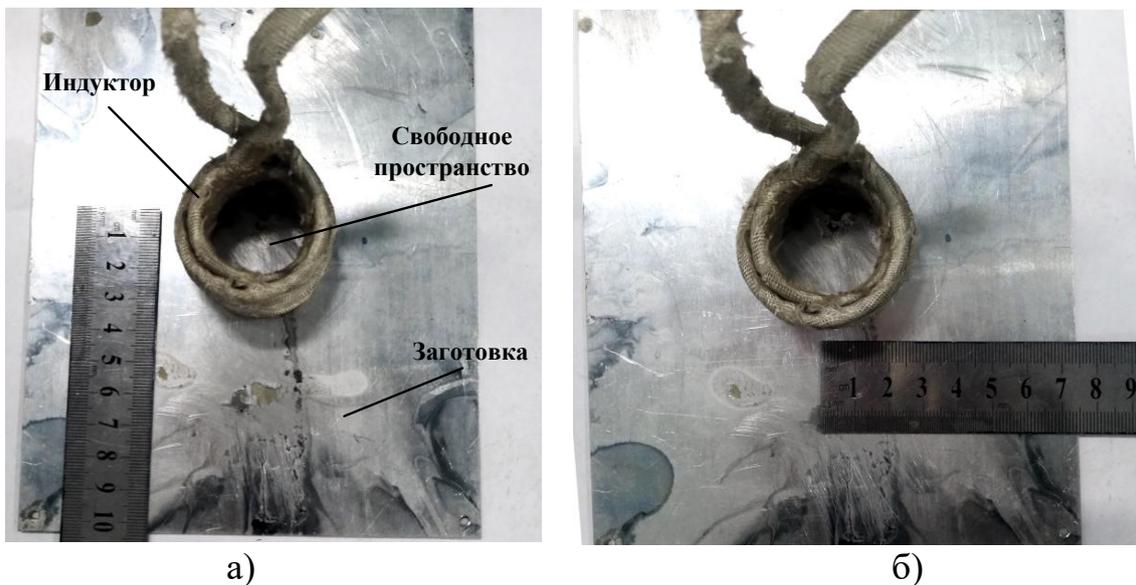


Рис. 4.4 Расположение индуктора на плоскости листового образца (внутренняя полость индуктора – свободное пространство), а) продольная ориентация; б) поперечная ориентация

Вариант №2. Эксперименты с круговым индуктором, внутренняя полость которого содержит ферритовый сердечник. Иллюстрации проведенного эксперимента на рис. 4.5. и рис. 4.6.

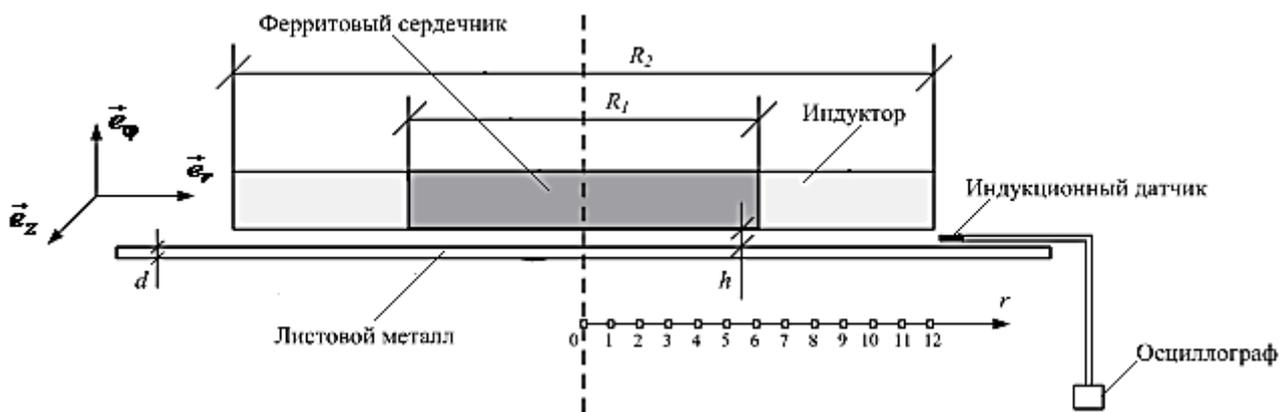


Рис. 4.5. Принципиальная схема эксперимента (рабочая частота ~ 23 кГц, амплитуда тока в обмотке ~ 81 А, $h = 1,5$ мм).

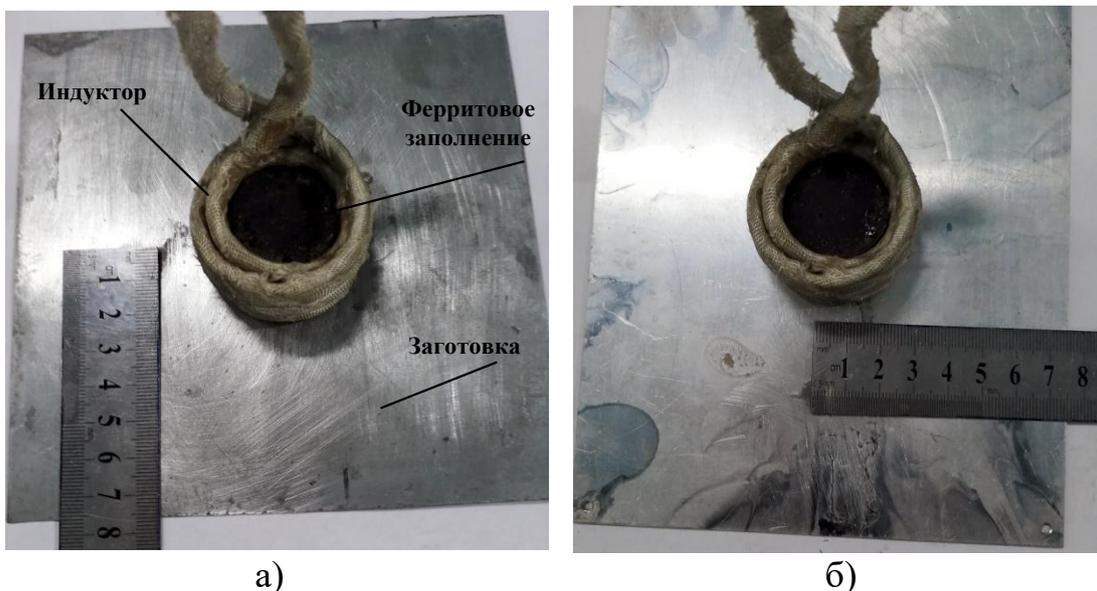


Рис. 4.6. Расположение индуктора на плоскости листового образца (внутренняя полость индуктора содержит ферритовый сердечник), а) продольная ориентация; б) поперечная ориентация

Вариант №3. Эксперименты с индуктором, обмотка которого размещена на ферромагнитном сердечнике П-образной формы.

Схема эксперимента и размещение индуктора на рис. 4.7. и рис. 4.8.

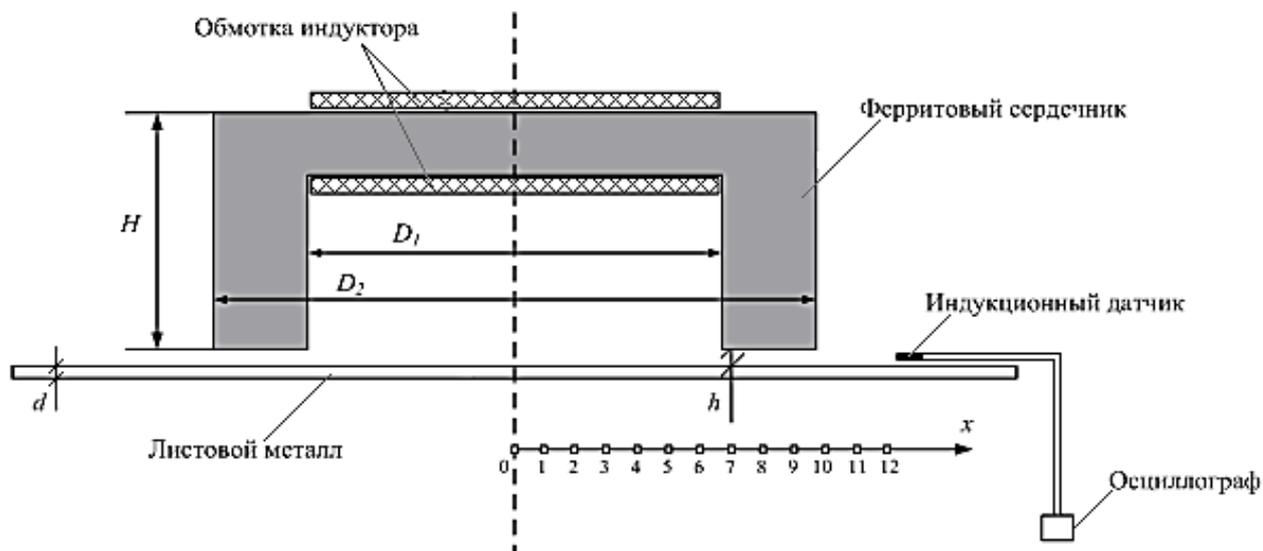


Рис. 4.7. Принципиальная схема эксперимента (рабочая частота ~ 11 кГц, амплитуда тока в обмотке $\sim 46,5$ А, $h = 1,5$ мм)

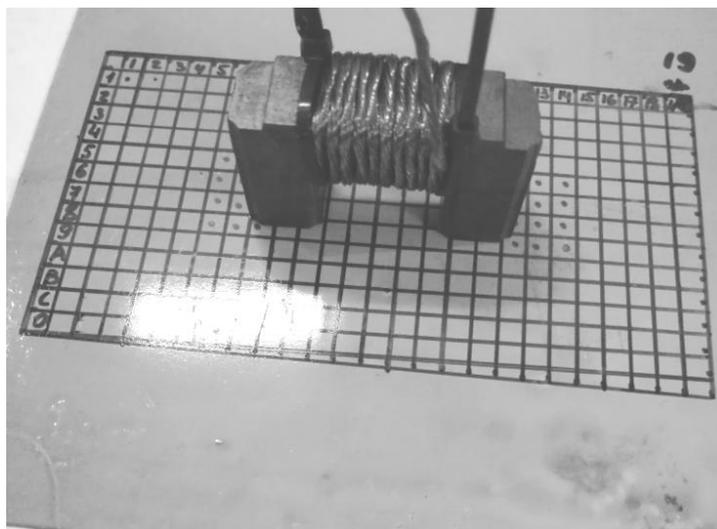


Рис. 4.8. Размещение индуктора с П-образным ферритовым сердечником на плоскости листового металла («сетка», в ячейках которой размещаются датчик)

4.1.3 Результаты измерений

Методика.

Согласно закону Джоуля–Ленца количественно тепловыделение пропорционально квадрату протекающего тока [177]. Данный факт при оценке поверхностного распределения интенсивности индукционного нагрева позволяет опираться на измерение поверхностного распределения плотности вихревых токов в металлическом образце, амплитуда которой определяется напряженностью возбуждаемого магнитного поля (равны при резком скин-эффекте).

Измерения напряженностей магнитных полей проводилось с помощью индукционных датчиков (катушечных зондов), подключенных к входу импульсного осциллографа. По осциллограммам определялись амплитуды сигналов, индуцированных в обмотке датчика. Амплитуды напряженностей действующего поля вычислялись по ниже приведенной схеме. [147].

Обоснование количественных показателей.

Для металлов с высокой электропроводностью, в которых наблюдается ярко выраженный поверхностный эффект для возбуждаемой э.д.с. справедлива следующая зависимость [178]:

$$\xi(t) = \mu_0 S_s N \frac{dH(t)}{dt} \approx \mu_0 S_s N \frac{di(t)}{dt}, \quad (4.1)$$

где μ_0 – магнитная проницаемость вакуума,
 S_s – площадь «окна» индукционного датчика,
 N – количество витков индукционного датчика,
 $i(t)$ – линейная плотность индуцированного тока.

Абсолютная величина плотности тока может быть найдена интегрированием возбуждаемой э.д.с.

Из зависимости (4.1) получаем, что

$$i(t) = \frac{1}{\mu_0 S_s N} \int \xi(t) dt. \quad (4.2)$$

Для гармонической временной зависимости амплитудно-временная функция плотности вихревого тока определяется как:

$$i(t) = |\xi(t) = \xi_m \sin(\omega t)| = \frac{\xi_m}{\mu_0 S_s N \omega} \cos(\omega t) \quad (4.3)$$

где ξ_m – амплитуда возбуждаемой э.д.с.
 ω – частота гармонического сигнала.

Сила тока, как интегральный показатель, находится, исходя из допущения – $i(t) \approx H(t)$ [178].

$$I(t) = \sum_{i=0}^n i_i(t) \cdot \Delta x_i \quad (4.4)$$

где Δx_i – величина шага измерения на интервале измерения сигнала.

В ходе измерений были получены следующие данные по распределению индуцированных токов в образцах, представленные на рис. 4.9. – 4.12. и в табл. 4.1. – 4.2.

Измерения.
Вариант №1.

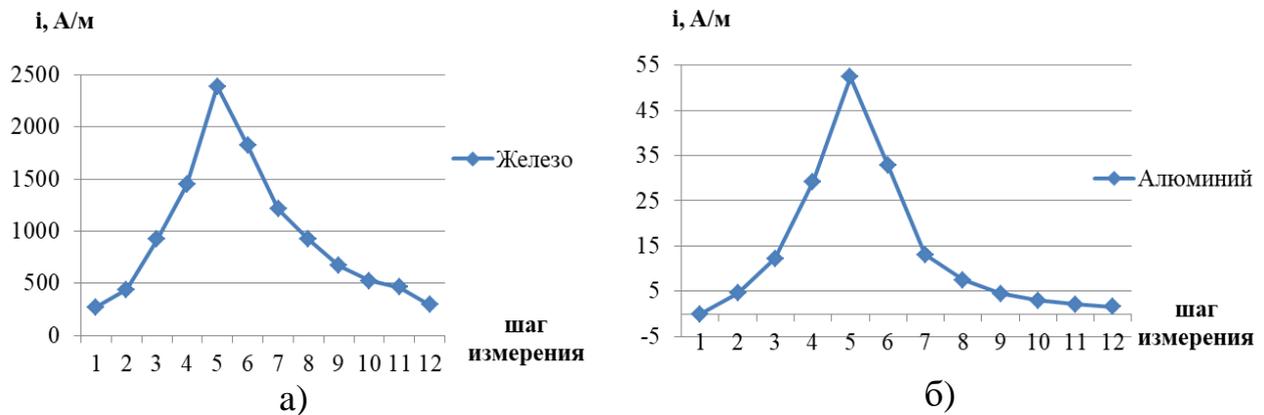


Рис. 4.9. Распределение плотности индуцированных токов на поверхности нагреваемых образцов в поле кругового индуктора без сердечника:
а) железо; б) алюминий

Вариант №2.

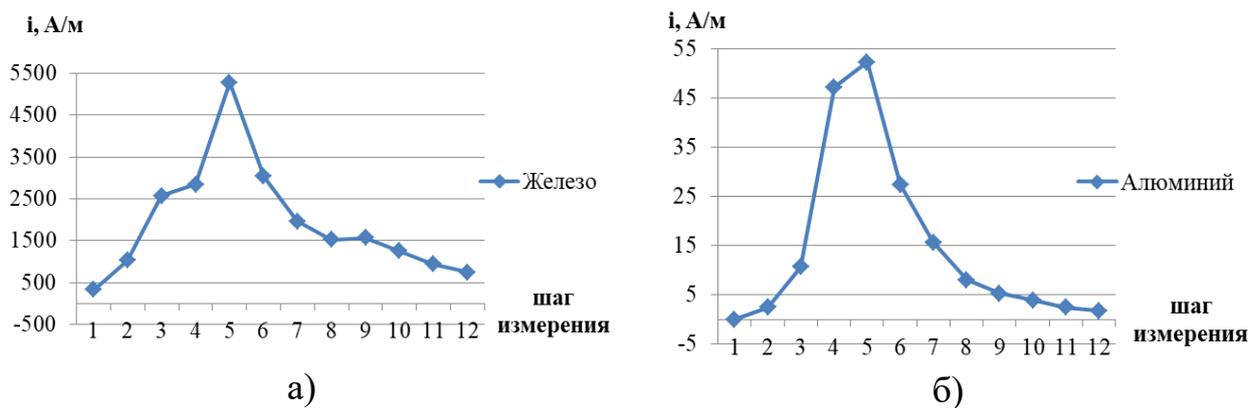


Рис. 4.10 Распределение плотности индуцированных токов на поверхности нагреваемых образцов в поле кругового индуктора с ферритовым сердечником:
а) железо; б) алюминий

Таблица 4.1

Сводные показатели Варианта №1, №2

Материал заготовки	Железо		Алюминий	
	Вариант №1	Вариант №2	Вариант №1	Вариант №2
Варианты индукторных систем				
Интегральная величина индуцированного тока, А (формула 4.4)	56,85	115,61	0,81	0,89

Нагрев проводился в экспериментах с заготовками из железа. Используя полученное распределение плотности индуцированных токов в заготовке, фиксировалась точка «максимума», в которой с помощью инфракрасного пирометра измерялось значение температуры образцов. Измерение проводилось в помещении при температуре 17°C. Для расчета скорости нагрева была принята максимальная температура 100°C. Для Варианта №1 скорость нагрева заготовки индуктором составила 0,25°C / с, а для Варианта №2 – 0,75°C / с.

Вариант №3.

По результатам измерений с помощью программного продукта «Mathematica 10.0» были рассчитаны пространственные распределения индуцированных токов в металлических образцах, представленные на рис. 4.11. – 4.14.

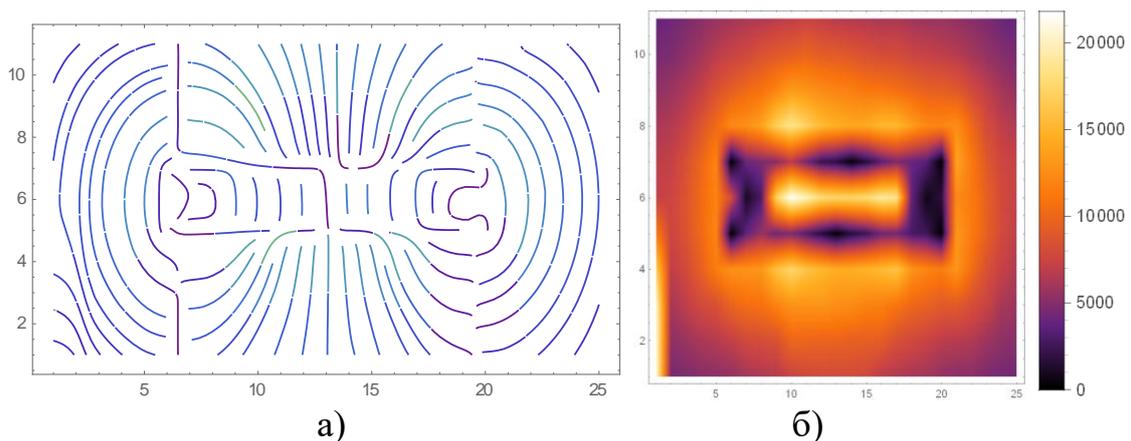


Рис. 4.11. Индуцированные токи в металле медной пластины толщиной $\sim 8 \cdot 10^{-3}$ м: а) контуры протекания индуцированных токов; б) распределение плотности индуцированных токов.

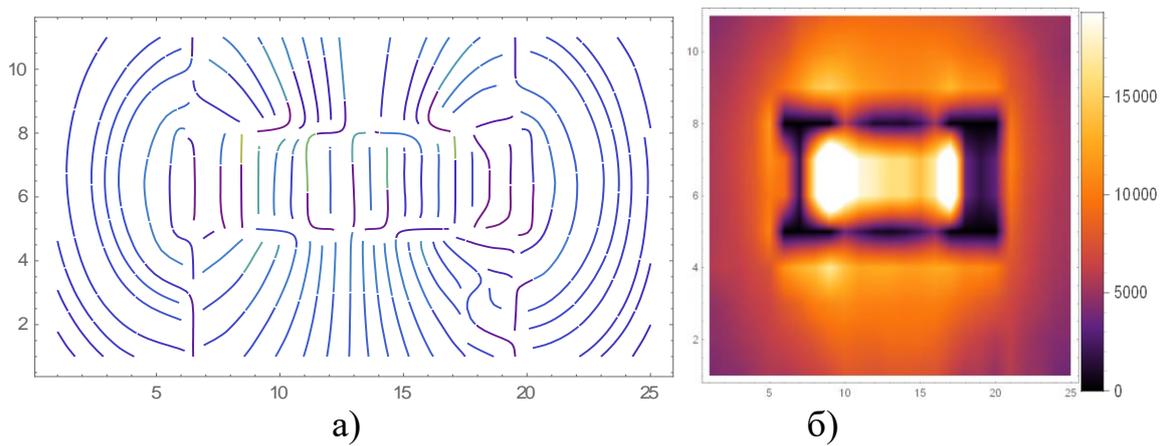


Рис. 4.12. Индуцированные токи в металле железной пластины толщиной $\sim 7 \cdot 10^{-3}$ м: а) контуры протекания индуцированных токов; б) распределение плотности индуцированных токов.

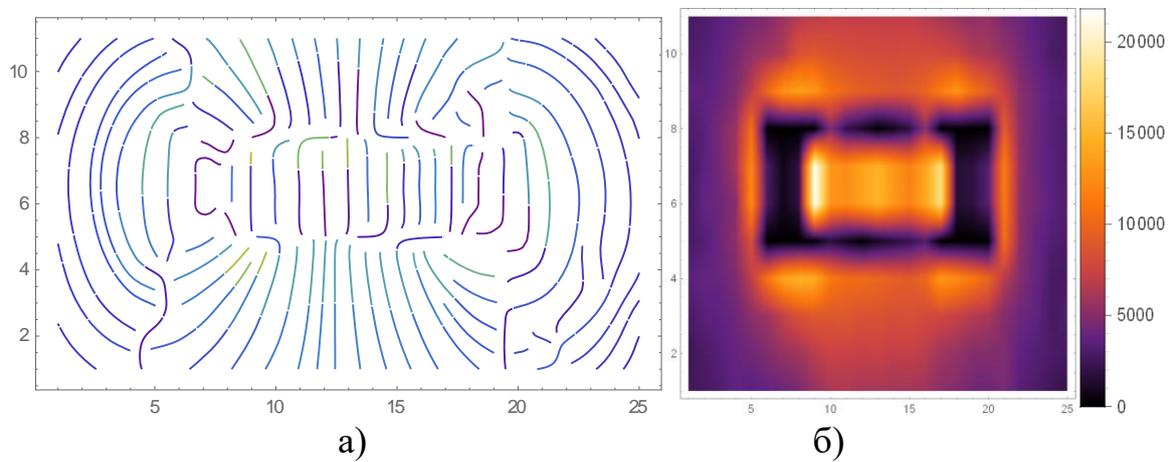


Рис. 4.13. Индуцированные токи в металле железной пластины толщиной $\sim 0,8 \cdot 10^{-3}$ м: а) контуры протекания индуцированных токов; б) распределение плотности индуцированных токов.

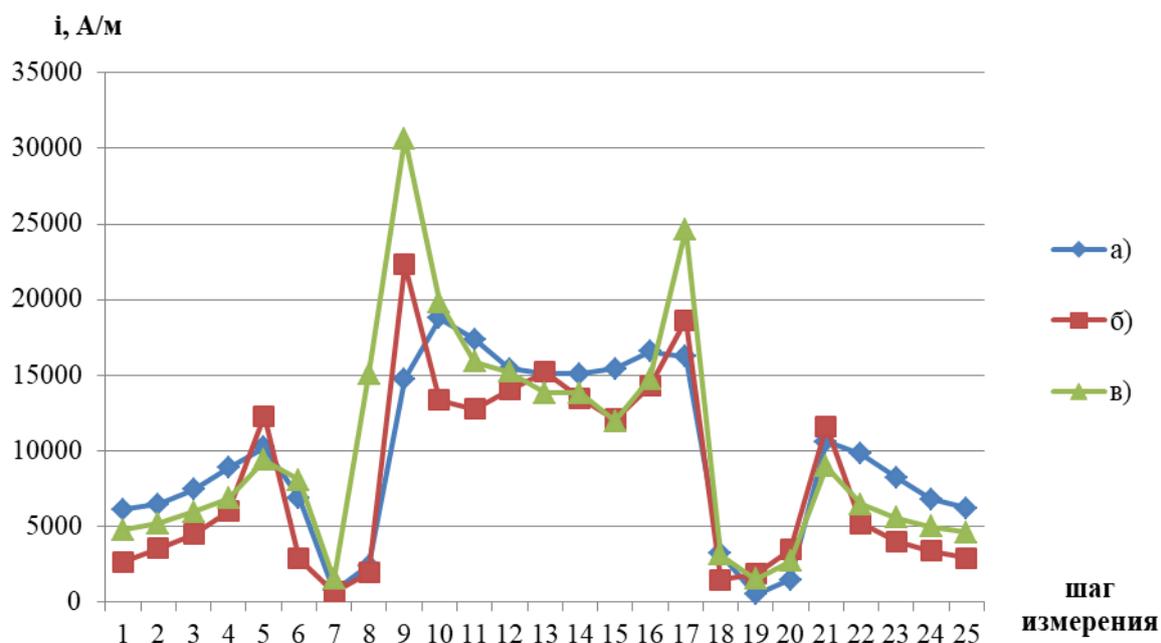


Рис. 4.14. Амплитуда плотности индуцированного тока по продольной оси симметрии: а) медь $\sim 8 \cdot 10^{-3}$ м; б) железо толщиной $\sim 7 \cdot 10^{-3}$ м; в) железо толщиной $\sim 0,8 \cdot 10^{-3}$ м.

Форма распределения плотности индуцированных токов для магнитных образцов в поле индуктора с П-образным ферритовым сердечником практически совпадают. Наибольшие искажения поля наблюдаются непосредственно под витками обмотки индуктора.

Таблица 4.2

Сводные показатели для Варианта №3

Материал заготовки	Железо		Медь
	Массивная заготовка	Тонкостенная заготовка	
Экспериментальные образцы			
Интегральная величина индуцированного тока, А (формула 4.4)	1023,34	1276,49	1204,46

4.1.4 Обобщение результатов измерений, выводы

1. Отношение амплитуд индуцированных токов в железной и алюминиевой заготовках под воздействием поля кругового индуктора без сердечника составляет $\sim 45,6$;

2. Отношение амплитуд индуцированных токов в железной и алюминиевой заготовках под воздействием поля кругового индуктора с ферритовым сердечником составляет $\sim 100,99$;

3. При введении в конструкцию индуктора ферритового сердечника скорость нагрева заготовки вихревыми токами возрастает в ~ 3 раза.

4. Отношение амплитуд индуцированных токов в железной тонкостенной и медной заготовках под воздействием поля индуктора с П-образным ферритовым сердечником $\sim 0,61$;

5. Отношение амплитуд индуцированных токов в железной тонкостенной и железной массивной заготовках под воздействием поля индуктора с П-образным ферритовым сердечником $\sim 0,73$.

4.2 Магнитно-импульсное притяжение листовых образцов при «прямом пропускании тока»

Цель экспериментов по магнитно-импульсному притяжению при «прямом пропускании тока» через заданные участки листовых металлов состоит в подтверждении выводов теоретических исследований настоящей диссертационной работы, а также практическая апробация принципиальной возможности предложенного метода в условиях, приближенных к реальности выполнения соответствующей производственной операции.

Предварительно следует указать, что основным и наиболее значимым для практики полученным теоретическим результатом является заключение о необходимости снижения рабочих частот электромагнитных процессов и переходу к режиму интенсивного проникновения полей в проводящих элементах инструмента метода. Этот вывод позволяет существенно повысить амплитуды возбуждаемых сил магнитно-импульсного притяжения не только при работе со стальными образцами (низкая электропроводность), но и при деформировании листовых металлов из алюминиевых сплавов (высокая электропроводность). Как следует из феноменологических соображений, для реализации режима интенсивного проникновения полей для металлов с различной электропроводностью необходимы различные рабочие частоты, но, как показали вычисления, на практике, магнитно-импульсное притяжение стали и алюминия при «прямом пропускании тока» возможно с помощью одних и тех же

инструментов, где возбуждаются поля с идентичными временными характеристиками.

Следует отметить, настоящие эксперименты с магнитно-импульсным притяжением при «прямом пропускании тока», в отличие от известных работ [179,180], выполнены с учётом новых наработок и опыта в данном направлении. Это позволило перейти от принципиальных апробаций к экспериментам с пониманием физики протекающих процессов и выработке конкретных рекомендаций по созданию оборудования и оснастки для эффективного осуществления заданной производственной операции.

4.2.1 Расчёт экспериментальной модели инструмента

Принципиальная схема модели инструмента магнитно-импульсного притяжения с «прямым пропусканием тока» приведена ниже на рис. 4.15.

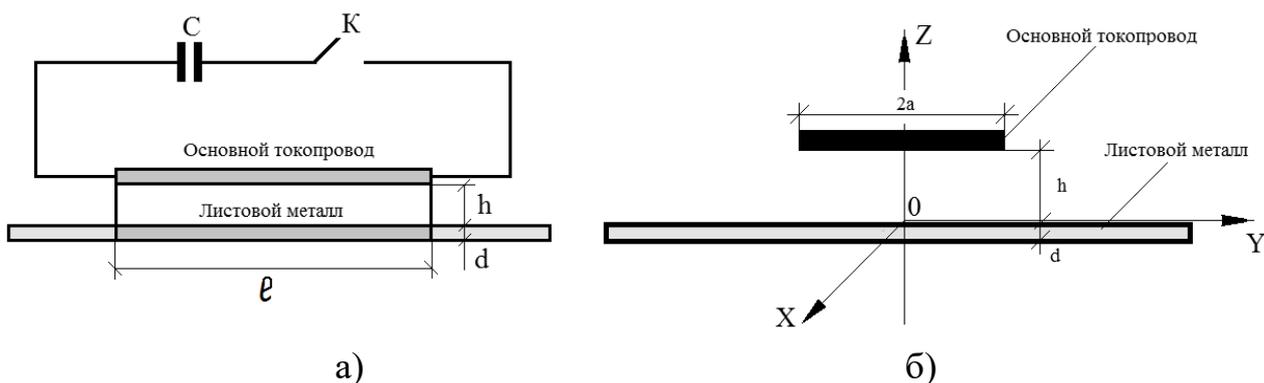


Рис. 4.15. Принципиальная схема:

- а) электрическая схема замещения; б) основной токопровод – металлическая полоса, заготовка – металлический лист

Конструкция экспериментальной модели разработанного инструмента одинакова для ферро- и не ферромагнетиков (в частности, стали и алюминия).

Она включает следующие компоненты:

- основной токопровод – металлическая полоса заданной ширины;
- плоский металлический лист, заданная часть которого подлежит притяжению и расположенный на определённом расстоянии от основного токопровода;

– геометрические и электрофизические параметры инструмента полагаются заданными (размеры и удельная электропроводность);

– инструмент подключается источнику мощности с напряжением – через согласующее устройство, обеспечивающее заданную рабочую частоту.

Результаты численных оценок для стального листа $\gamma \approx 0,5 \cdot 10^7$ Ом/м.

Рабочая частота – $f = 1500$ Гц, напряжение – $U = 2000$ В, рабочая зона: $l \times (2a) = 0,06 \times 0,01$ м.

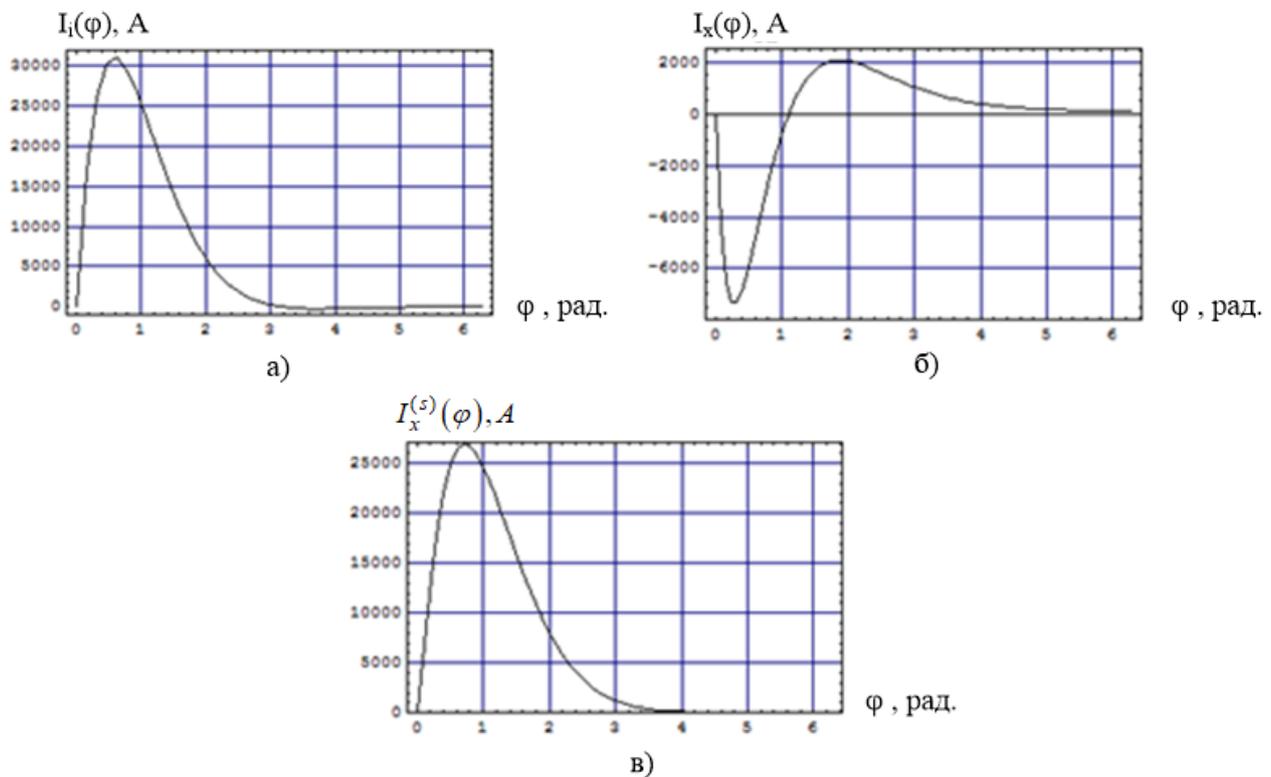


Рис. 4.16. Фазовые зависимости токов в экспериментальной системе:

- а) возбуждающий ток;
- б) индуцированный ток;
- в) суммарный ток в цепи каждого из взаимодействующих проводников системы

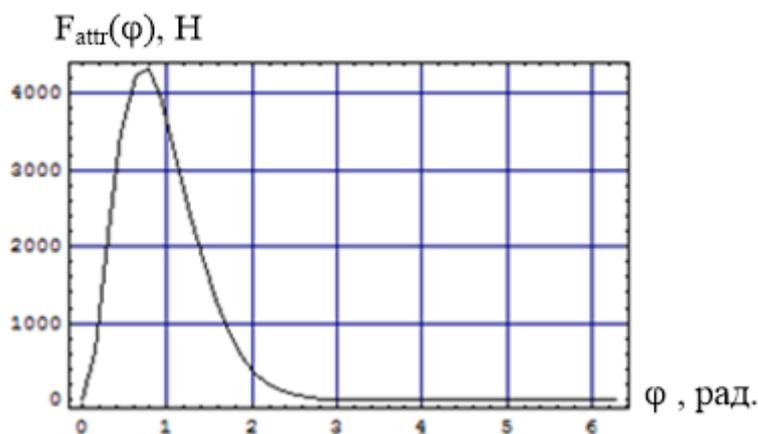


Рис. 4.17. Возбуждаемая сила притяжения

Из результатов вычислений следует, что

- максимуму возможностей источника мощности при уменьшении поперечного размера основного токопровода индуктора до $\sim 0,01$ м соответствует максимум силы притяжения ~ 4000 Н, что более, чем в ~ 2 раза превышает аналогичный максимум для ширины токопровода $\sim 0,06$ м;

- с физической точки зрения, причиной увеличения сил притяжения при уменьшении поперечного размера основного токопровода можно считать рост амплитуд возбуждаемых полей (концентрация), что, очевидно, привело к интенсификации индукционных процессов;

- поперечное распределение суммарных токов, отражающее уровень поперечного распределения сил притяжения, практически однородно.

РЕЗЮМЕ. Уменьшение ширины основного токопровода индуктора позволяет значительно увеличить силовые показатели системы магнитно-импульсного притяжения с «прямым пропусканием тока» через обрабатываемый металл.

Вычисления, проведенные для пониженного напряжения – $U = 1500$ В, показали, что

- сила магнитно-импульсного притяжения составляет ~ 1100 Н, что почти в ~ 4 раза меньше развиваемого усилия при максимуме разрядного напряжения для принятого источника мощности;

- имеет место квадратичная зависимость между развиваемыми силами притяжения и величиной разрядного

напряжения, то есть при снижении напряжения до 1500 В можно ожидать притяжение с амплитудой ~ 1778 Н;

– физически, установленная функциональная зависимость между напряжением и развиваемыми силами притяжения определяется квадратичной зависимостью между напряжением емкостного накопителя и запасённой энергией, расходуемой на возбуждение соответствующих сил.

Примечание. Установленная квадратичная зависимость между силами и разрядным напряжением не учитывает потерь при передаче электромагнитной энергии от источника в рабочую зону инструмента.

РЕЗЮМЕ. Установленная квадратичная зависимость развиваемых сил от разрядного напряжения позволяет проводить ориентировочные приближённые оценки эффективности притяжения при работе в принятом диапазоне энергетических возможностей источника мощности.

Результаты численных оценок для алюминиевого листа с $\gamma \approx 3,75 \cdot 10^7$ Ом/м.

Рабочая частота – $f = 1500$ Гц, напряжение – $U = 2000$ В, рабочая зона: $l \times (2a) = 0,06 \times 0,01$ м

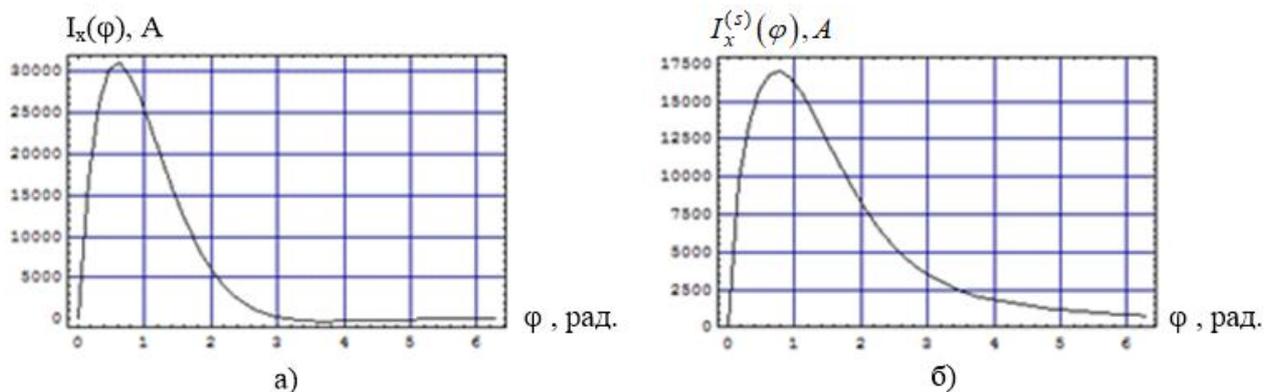


Рис. 4.18. Фазовые зависимости токов в экспериментальной системе:

- а) возбуждающий ток
- б) суммарный ток в цепи каждого из взаимодействующих проводников системы

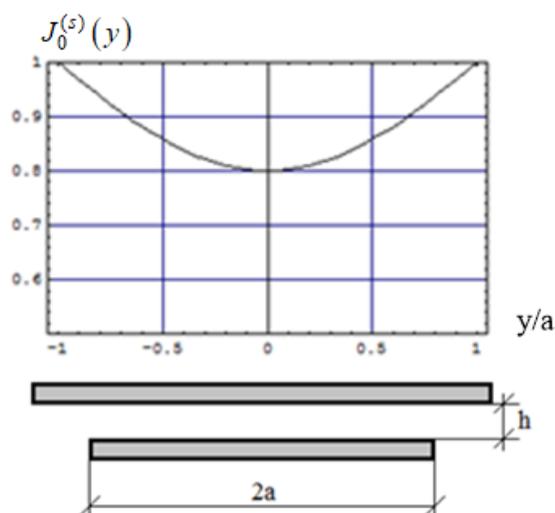


Рис. 4.19. Поперечное распределение суммарного тока

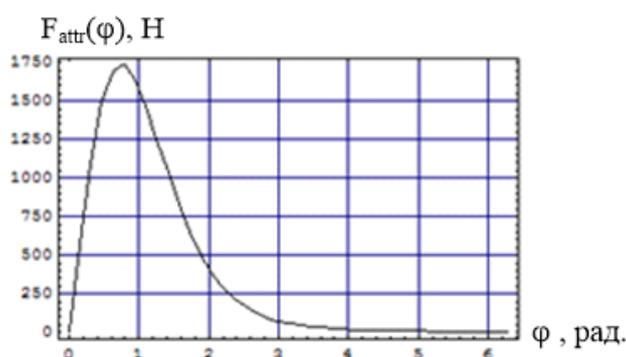


Рис. 4.20. Возбуждаемая сила притяжения

Основные результаты:

1. максимум силы притяжения составляет ~ 1750 Н;
2. уровень неоднородности поперечного распределения суммарного тока, характеризующего степень равномерности поперечного распределения сил притяжения, не превышает $\sim 20\%$.

РЕЗЮМЕ. Магнитно-импульсное притяжение при «прямом пропускании тока» через обрабатываемый алюминий достаточно эффективно при использовании технологической оснастки и характерных показателях выполняемой производственной операции, что были приняты для деформирования стального образца.

4.2.2 Оборудование, экспериментальные объекты обработки

Экспериментальное оборудование для выполнения заданной производственной операции включало две основных составляющих:

- инструмент магнитно-импульсного притяжения;

– источник мощности – энергетический блок (магнитно-импульсная установка).

Источник мощности – магнитно-импульсная установка МИУС–2, разработанная в лаборатории электромагнитных технологий ХНАДУ. Общий вид установки с инструментом представлен на рис. 4.21. Описание основных характеристик приведено в работах [130,163,169,184].

Следует отметить, что МИУС-2, как источник мощности, непрерывно совершенствуется. В частности, осуществлен переход к апериодическому режиму разряда, что позволяет существенно повысить срок службы емкостных накопителей [130].



Рис. 4.21. Магнитно-импульсная установка МИУС-2 с максимумом запасаемой энергии ~ 2,4 кДж при напряжении ~ 2 кВ

Конструктивно, МИУС–2 оформлена в виде единого блока, в котором сконцентрировано все электрооборудование, а также воздушная система охлаждения коммутаторов и зарядного устройства (рис. 4.21.).

На верхней плоскости корпуса установлена горизонтальная массивная диэлектрическая плита, которая может использоваться в качестве технологического стола. На его поверхность выведены

токоъемники (электрические клеммы) для подключения нагрузки. Как было ранее указано, таковой является «индукторная система с притягивающим экраном» – инструмент для выполнения заданной производственной операции.

Характеристик магнитно-импульсной установки МИУС–2 [130,163]:

- максимум запасаемой энергии $W \sim 2,4$ кДж;
- ёмкость накопителя – $C = 1200$ мкФ;
- собственная частота – $f_0 \sim 7$ кГц;
- напряжение емкостного накопителя в диапазоне $\sim 100 \div 2000$ В;
- частота следования генерируемых импульсов тока – $1 \div 10$ Гц;
- режим многократного повторения обеспечивается электронным блоком управления, синхронизирующим процессы «заряд – разряд»;
- тип коммутаторов – тиристорные выключатели;
- напряжение питающей сети $\sim 380 / 220$ В.

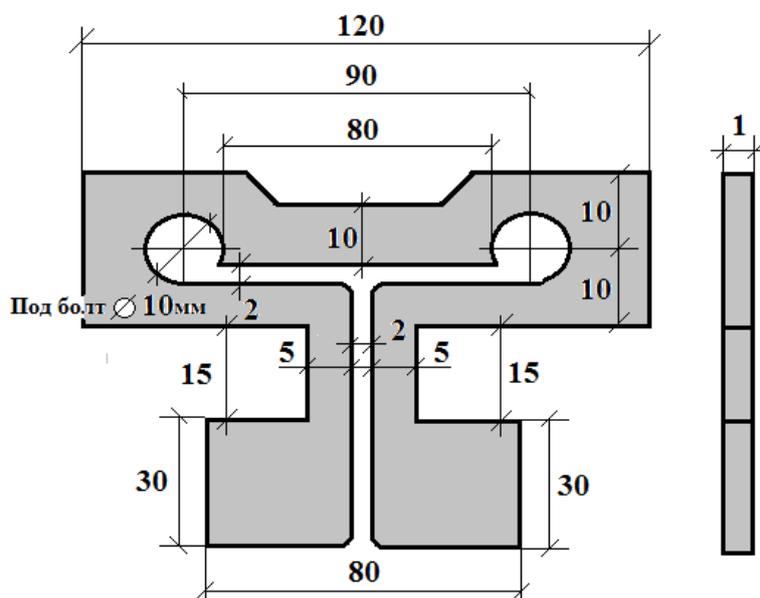


Рис. 4.22. Основной токопровод инструмента с рабочей зоной шириной $\sim 0,01$ м и длиной $\sim 0,08$ м в верхней части, «лепестки» нижней части подсоединяются к согласующему устройству

Примечание. Выбор геометрической формы инструмента обусловлен требованием минимальной индуктивности токоподводов, чтобы снизить

потери электромагнитной энергии при её транспортировке от выводов согласующего устройства.

Экспериментальные образцы – пластины из металлических прямоугольной геометрии с вмятинами: сталь из кузовного покрытия автомобиля «Форд», специальная электротехническая сталь. Толщина пластин $\sim 0,08$ м, размер вмятин $\sim \varnothing 0,02 \div 0,25$ м

4.2.3 Практическая апробация, основные результаты

Последовательность операций при силовой апробации разработанного инструмента магнитно-импульсного притяжения и показатели процесса устранения вмятин при проведении эксперимента:

- осмотр и визуальное изучение объекта обработки – металлической пластины с вмятиной;
- взаимная механическая фиксация объекта обработки и инструмента метода с помощью болтовых соединений;
- установка напряжения емкостного накопителя на уровне $\sim 1800 \div 2000$ В;
- включение цепи инструмента и силовое воздействие на металл с вмятиной в режиме $(5 \div 10)$ -кратного повторения магнитно-импульсного притяжения;
- осмотр и визуальное изучение экспериментального образца с устранённой вмятиной, констатация эффективности выполненной производственной операции.

Примечание. В случае недостаточного выравнивания поверхности с вмятиной операция магнитно-импульсного притяжения может повторяться до получения желаемого уровня качества выполняемой производственной операции.

Далее приведены иллюстрации проведенного эксперимента.



Рис. 4.23. Общий вид: источник мощности МИУС–2 с инструментом притяжения и листовым образцом с вмятиной, подлежащей устранению

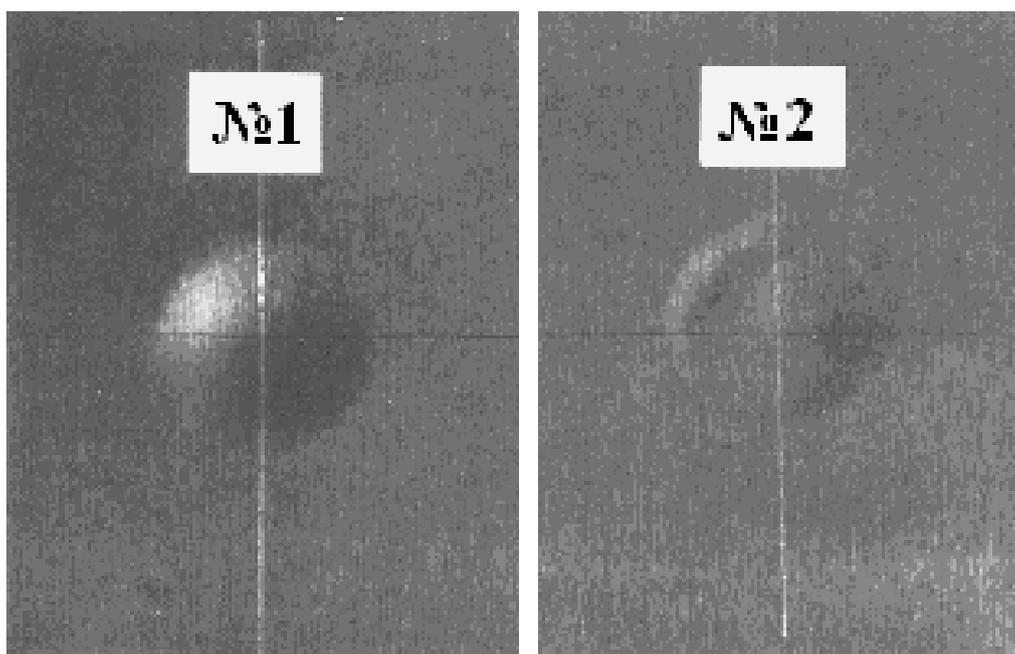


Рис. 4.24. Экспериментальные образцы из специальной электротехнической стали, №1 – образец до притяжения; №2 – образец после притяжения (5 – кратное повторение магнитно-импульсного притяжения)

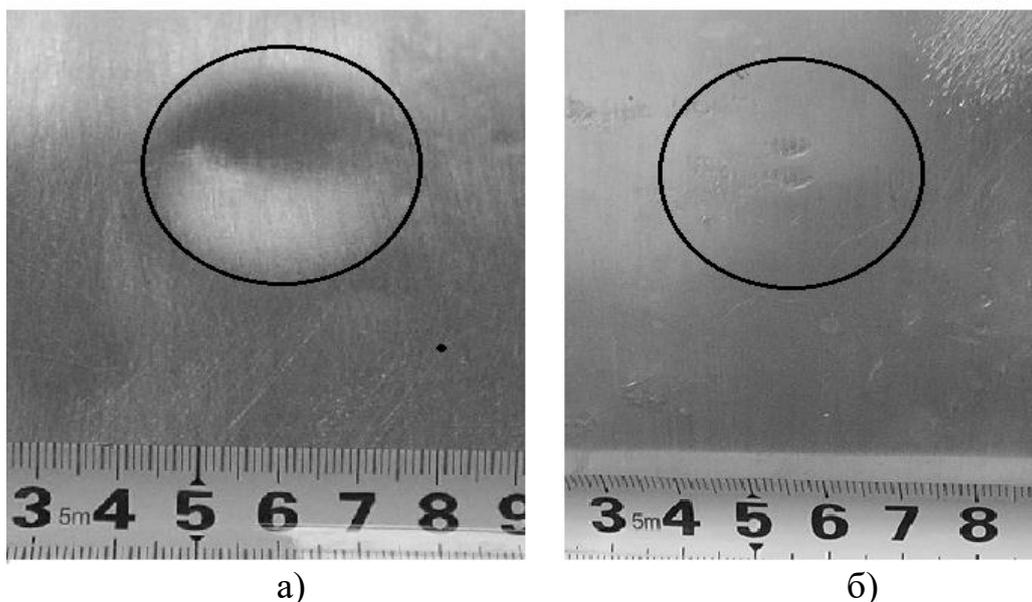


Рис. 4.25. Экспериментальные образцы из кузовной стали автомобиля «Форд»,
 а) образец с вмятиной до притяжения;
 б) образец после притяжения
 (9 – кратное повторение магнитно-импульсного притяжения)

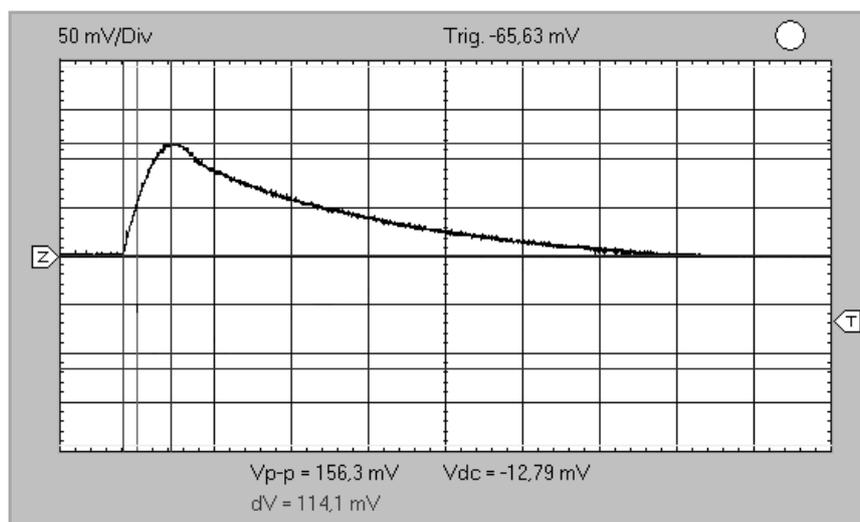


Рис. 4.26. Типичная осциллограмма токового импульса в разрядном контуре с инструментом магнитно-импульсного притяжения.

Основные результаты проведенных экспериментов сводятся к следующим положениям.

1. Успешно продемонстрированы практические возможности инструментов магнитно-импульсного притяжения заданных участков листовых металлов при «прямом пропуске тока».

2. Практически реализовано управляемое (дозированное) силовое магнитно-импульсное воздействие, позволяющее осуществлять контролируемое деформирование листового металла в зоне обработки.

3. Экспериментально апробированный метод магнитно-импульсного притяжения особо интересен для устранения вмятин в автомобильных кузовах, поскольку, в отличие от известных аналогов, не требует разборки на элементы с целью обязательного доступа с внутренней стороны устраняемой вмятины.

4.3 Выводы по главе 4

По результатам проведенных экспериментов индукционного нагрева листовых металлов и магнитно-импульсной обработки с «прямым пропуском тока» через обрабатываемый объект можно сделать следующие выводы.

1. После введения в конструкцию инструмента ферромагнитного сердечника зафиксировано увеличение амплитуд индуцированных токов в обрабатываемых заготовках в ~ 2 раза.

2. При введении в конструкцию индуктора ферритового сердечника скорость нагрева заготовки вихревыми токами возрастает в ~ 3 раза.

3. Амплитуды индуцированных токов в заготовках в поле индуктора с П-образным ферритовым сердечником показывают большую эффективность нагрева тонкостенных металлов, обладающих магнитными свойствами, чем для аналогичных массивных образцов.

4. Практическая реализация инструментов магнитно-импульсного притяжения с «прямым пропуском тока» через обрабатываемый объект позволяет осуществлять дозированное и контролируемое силовое воздействие на листовые металлы в зоне обработки.

5. Практическая апробация инструментов магнитно-импульсного притяжения с «прямым пропуском тока» в модельных экспериментах по восстановлению кузовных поверхностей автомобильного транспорта продемонстрировала достаточно высокую эффективность данной производственной операции.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Основные результаты проведенных исследований сводятся к следующим двум положениям.

1. Впервые предложена и апробирована конструкция инструмента индукционного нагрева с ферромагнитным сердечником, что позволяет существенно повысить эффективность данной производственной операции (увеличение амплитуды индуцированных токов и сокращение времени нагрева).

2. Предложена, усовершенствована и практически апробирована конструкция инструмента магнитно-импульсного притяжения с «прямым пропусканием тока», использование которой позволяет успешно реализовать ремонтные операции восстановления повреждённых автомобильных кузовов (без поэлементной разборки, дозированное силовое воздействие, сокращение времени выполнения, увеличение производительности).

В развёрнутом виде результаты выполненных исследований представлены ниже.

1. Индукционный нагрев, обладающий неоспоримыми преимуществами в сравнении с традиционными методами термообработки, является прогрессивной экологически чистой технологией обработки металлов, позволяющей успешно осуществить бесконтактный разъем жёстко посаженных и резьбовых сочленений, локальный нагрев заданных участков термообработки, бесконтактное выравнивание листовых металлов и др.

2. Анализ магнитно-импульсных методов силового воздействия, основанных на притяжении заданных участков листовых металлов, показал востребованность электромагнитных технологий восстановления кузовных покрытий транспортных средств.

3. Как показал анализ литературных источников, очевидна перспективность соединения индукционного нагрева и силового магнитно-импульсного воздействия на обрабатываемый объект, что позволит существенно расширить возможности современных обрабатывающих технологий с использованием энергии электромагнитных полей.

4. Исследованы электромагнитные процессы в массивном металлическом образце при возбуждении поля плоским соленоидом с

ферритовым сердечником – инструментом индукционного нагрева. Показано, что в диапазоне намагниченности ферритового сердечника в индукторе – $\mu_{r2} \in [1, 1000]$ имеет место действительный рост интенсивности индукционного процесса.

5. Показано, что при введении дополнительного источника магнитного поля с ферритовым заполнением (П-образный сердечник) имеет место дальнейший рост амплитуд индуцированных токов. Так, в системе с двумя индукторами возможно увеличение интенсивности индукционного процесса более чем в $\sim 1,5$ раза.

6. Предложены конструкции экспериментальных моделей инструментов индукционного нагрева с ферритовыми сердечниками.

7. С привлечением схемы возбуждения сил давления на проводник в магнитном поле дано физическое обоснование работоспособности систем с «прямым пропусканием тока», основным условием которой является требование низких рабочих частот, обеспечивающих режим интенсивного проникновения возбуждаемых электромагнитных полей.

8. Рассчитаны токи и силы в зависимости от временных показателей протекающих процессов и геометрических параметров рабочей зоны инструмента.

9. Предложены принципиальные схемы реализации магнитно-импульсного притяжения с «прямым пропусканием тока» через обрабатываемый металл, предполагающие параллельное или последовательно электрическое включение инструмента метода в цепь источника мощности.

10. Показано, что магнитно-импульсное воздействие при «прямом пропускании тока» позволяет весьма эффективно притягивать заданные участки не только стальных образцов, но и листового алюминия толщиной ~ 1 мм, что весьма актуально в современном авиа- и автомобилестроении.

Разработаны образцы конструктивного выполнения основных токопроводов инструментов магнитно-импульсного притяжения с «прямым пропусканием тока», позволяющие осуществлять различные производственные операции.

ЛИТЕРАТУРА

1. Льюис, М. (1970). *История физики*. Москва: Мир.
2. Дуков, В. М. (1975). *Электродинамика*. Москва: Высшая школа.
3. Слухоцкий, А. Е. (1981). *Установки индукционного нагрева*. Ленинград: Энергоиздат.
4. Rudnev, V., Loveless, D., & Cook, R. L. (2017). *Handbook of induction heating*. New York: CRC press.
5. *Heating, I., & Treating, H.* (2014). Vol 4C, ASM Handbook, V. Rudnev and G. Totten, eds., ASM Intl.
6. Tudbury, C. A. (1960). *Basics of induction heating*. New York: JF Rider.
7. Слухоцкий, А. Е., & Рыскин, С. Е. (1974). *Индукторы для индукционного нагрева*. Ленинград: Энергия.
8. Lozinskii, M. G. (1969). *Industrial applications of induction heating*. London: Pergamon.
9. Simpson, P. G. (1960). *Induction heating: coil and system design*. New York: McGraw-Hill.
10. Orfueil, M. (1987). *Electric Process Heating*. OH: Battelle Press, Columbus.
11. Semiatin, S. L. (1988). *Elements of induction heating: design, control, and applications*. OH: ASM Intl.
12. Davies, E. J. (1990). *Conduction and Induction Heating*. London: IEE Power Engineering Series.
13. Rudnev V., Loveless D. (2014). Induction hardening: Technology, process design, and computer modeling, *Comprehensive Materials Processing*, 12, 489–580.
14. Rudnev, V., & Dossett, J. (2013). ASM Handbook, Vol. 4A: Steel Heat Treating Fundamentals and Processes. *Induction surface hardening of steels*. (pp. 438–461). OH: ASM Intl.
15. Rudnev, V., & et.al. (2007). *Steel Heat Treatment: Equipment and Process Design*. Vol. 4. New York: Taylor & Francis.
16. Rudnev, V., & et.al. (2014). ASM Handbook, Vol. 4C: Induction Heating and Heat Treating. *Principles of induction hardening and inspection*. (pp. 58–86). OH: ASM Intl.
17. Lupi, S., & Rudnev, V. (2014). ASM Handbook, Vol. 4C: Induction Heating and Heat Treating. *Principles of induction heating*. (pp. 6–27). OH: ASM Intl.

18. Neelakanta, P. (1995). *Handbook of Electromagnetic Materials*. FL, Boca Raton: CRC.
19. Bozorth, R. (1993). *Ferromagnetism*. Piscataway, NJ: IEEE Press.
20. Schroder, K. (1983). *Handbook of Electrical Resistivities of Binary Metallic Alloys*. FL, Boca Raton: CRC.
21. Lupi, S., & Rudnev, V. (2014). ASM Handbook, Vol. 4C: Induction Heating and Heat Treating. *Electromagnetic and thermal properties of materials*. (pp. 28–35). OH: ASM Intl.
22. Foiles, C. L., Lerner, R. G., & Trigg, G. L. (2005). *Encyclopedia of Physics*, 2nd ed. New York: VCH.
23. Rudnev, V., & Cook, R. (1995). Magnetic flux concentrators: Myths, realities and profits. *Proceedings of the 15th Conference Metal Heat Treating*, 31–34.
24. Rudnev, V., & et.al. (1997). *Steel Heat Treatment Handbook, Ch. 11A* (pp.765–872). New York: CRC Press.
25. Rudnev, V. (2006). Systematic analysis of induction coil failures. *Heat Treating Progress*, 19, 23–26.
26. Lavers, D. (1970). *Current, force and velocity distributions in the coreless induction furnace*: PhD Thesis, University of Toronto, Canada.
27. Rudnev, V. (1986). *Mathematical simulation and optimal control of induction heating of largedimensional cylinders and slabs*: PhD Thesis, St. Petersburg El. Engineering University, Russia.
28. Немков, В. С. & Демидович, В. Б. (1988). *Теория и расчет установок индукционного нагрева*. Ленинград: Энергоатомиздат.
29. Rudnev, V., & Loveless, D. (1994). Induction slab, plate and bar edge heating for continuous casting lines. *Met. Produc*, 33, 32–34.
30. Rudnev, V., & Loveless, D. (1995). Longitudinal flux induction heating of slabs, bars and strips is no longer "black magic". *I. Industrial Heating*, 62(1), 29–34.
31. Rudnev, V., & Loveless, D. (1995). Longitudinal flux induction heating of slabs, bars and strips is no longer "black magic". *II. Industrial Heating*, 62(2), 46–50.
32. Rudnev, V. (2014). ASM Handbook, Vol. 4C: Induction Heating and Heat Treating. *Induction heating of selective regions*. (pp. 346–358). OH: ASM Intl.
33. May, E. (1949). *Industrial high frequency electric power*. London: Chapman & Hall.
34. Gebhart, B. (1970). *Heat Transfer*. New York: McGraw-Hill.

35. Patankar, S. (1980). *Numerical Heat Transfer and Fluid Flow*. New York: CRC Press.
36. Bergman, T. L., & et.al. (2011). *Fundamentals of heat and mass transfer*. New York: John Wiley & Sons.
37. Myers, R. F. (1972). *Conduction Heat Transfer*. New York: McGraw-Hill.
38. Adams, J. A., & Rogers, D. F. (1973). *Computer Aided Analysis in Heat Transfer*. New York: McGraw-Hill.
39. Rohsenow, W. M., & Hartnett, J. P. (1973). *Handbook of Heat Transfer*. New York: McGraw-Hill.
40. Howell, J. R., Menguc, M. P., & Siegel, R. (2015). *Thermal radiation heat transfer*. New York: CRC press.
41. Wiebelt, J. A. (1966). *Engineering Radiation Heat Transfer*. New York: Holt, Rinehart and Winston.
42. Sparrow, E. M. (2018). *Radiation heat transfer*. NJ: Routledge.
43. Howell, J. R. (1982). *A Catalog of Radiation Configuration Factors*. New York: Institute for Public Policy Research.
44. Holman, J. (1992). *Heat Transfer*. London: McGraw-Hill.
45. Bergman, T. L., & et.al. (2011). *Fundamentals of heat and mass transfer*. NJ: John Wiley & Sons.
46. Мюльбауэр А., Васильев А. (2019) *Краткая история техники индукционного нагрева и плавки*. Retrieved from <http://ambit.pro/istoriya/>
47. Яворский, Б. М., Детлаф, А. А., & Лебедев А. К. (2006). *Справочник по физике*. Москва: Оникс.
48. Lucia, O., & et.al. (2013). Induction heating technology and its applications: past developments, current technology, and future challenges. *IEEE Transactions on Industrial Electronics*, 61(5), 2509–2520.
49. ООО «ТермоЛИТ» (<http://termolit.com>)
50. Moreland, W. C. (1973). The induction range: its performance and its development problems. *IEEE Transactions on Industry Applications*, 9(1), 81–85.
51. Navarro, D., & et.al. (2013). High-level synthesis for accelerating the FPGA implementation of computationally demanding control algorithms for power converters. *IEEE Transactions on Industrial Informatics*, 1371–1379.

52. Forest, F., & et.al. (2007). Frequency-synchronized resonant converters for the supply of multiwindings coils in induction cooking appliances. *IEEE Transactions on Industrial Electronics*, 54(1), 441–452.
53. Forest, F., & et.al. (2000). Principle of a multi load / single converter system for low power induction heating. *IEEE Transactions on Industrial Electronics*, 15(2), 223–230.
54. Lucía, O., & et.al. (2011). A versatile power electronics test-bench architecture applied to domestic induction heating. *IEEE Transactions on Industrial Electronics*, 58(3), 998–1007.
55. Burdío, J. M., & et.al. (2005). A two-output series-resonant inverter for induction-heating cooking appliances. *IEEE Transactions on Power Electronics*, 20(4), 815–822.
56. Lucía, O., & et.al. (2010). Series-resonant multiinverter for multiple induction heaters. *IEEE Transactions on Power Electronics*, 24(11), 2860–2868.
57. Lucía, O., & et.al. (2012). Multiple-output resonant matrix converter for multiple induction heaters. *IEEE Transactions on Industry Applications*, 48(4), 1387–1396.
58. Lucía, O., & et.al. (2010). Efficiency oriented design of ZVS half-bridge series resonant inverter with variable frequency duty cycle control. *IEEE Transactions on Power Electronics*, 25(7), 1671–1674.
59. Sarnago, H., & et.al. (2013). Class-D/DE dual-mode operation resonant converter for improved-efficiency domestic induction heating system. *IEEE Transactions on Power Electronics*, 28(3), 1274–1285.
60. Sarnago, H., Mediano, A., & Lucía, O. (2012). High efficiency ac-ac power electronic converter applied to domestic induction heating. *IEEE Transactions on Power Electronics*, 27(8), 3676–3684.
61. Fujita, A., & et.al. (2009). Latest developments of high-frequency series load resonant inverter type built-in cooktops for induction heated all metallic appliances. *IEEE Power Electronics and Motion Control Conference*, 2537–2544.
62. Ahmed, N. A., & Nakaoka, M. (2006). Boost-half-bridge edge resonant soft switching PWM high-frequency inverter for consumer induction heating appliances. *IEE Proceedings on Electric Power Applications*, 153(6), 932–938.
63. Kifune, H., Hatanaka, Y., & Nakaoka M. (2003). Quasi-series-resonant-type soft switching phase shift modulated inverter. *IEE Proceedings on Electric Power Applications*, 150(6), 725–732.

64. Ogura, K., & et.al. (2004). Performance evaluation of edge-resonant ZVS-PWM high frequency inverter using trench-gate IGBTs for consumer induction cooking heater. *IEE Proceedings on Electric Power Applications*, 151(5), 563–568.
65. Sugimura, H., & et.al. (2008). High frequency resonant matrix converter using one-chip reverse blocking igbt-based bidirectional switches for induction heating. *IEEE Power Electronics Specialists Conference*, 3960–3966.
66. Wang, S., & et.al. (1998). Induction-heated cooking appliance using new quasi-resonant ZVS-PWM inverter with power factor correction. *IEEE Transactions on Industry Applications*, 34(4), 705–712.
67. Saha, B., & et.al. (2008). Commercial frequency AC to high frequency AC converter with boost-active clamp bridge single stage ZVS-PWM inverter. *IEEE Transactions on Power Electronics*, 23(1), 412–419.
68. Jung, Y. C. (1999). Dual half bridge series resonant inverter for induction heating appliance with two loads. *Electronics Letters*, 35(16), 1345–1346.
69. Sarnago, H., & et.al. (2013). High efficiency parallel quasi-resonant current source inverter featuring SiC MOSFETs for induction heating systems with coupled inductors. *IET Power Electronics*, 6(1), 183–191.
70. Acero, J., & et.al. (2010). Domestic Induction Appliances. *IEEE Industry Applications Magazine*, 16(2), 39–47.
71. Koertzen, H. W., & et.al. (1992). A comparative study of single switch induction heating converters using novel component effectivity concepts. *IEEE Power Electronics Specialists Conference*, 298–305.
72. Nguyen-Quang, N., & et.al. (2006). Single phase matrix converter for radio frequency induction heating. *IEEE International Symposium on Power Electronics, Electrical Drives, Automation and Motion*, 614–618.
73. Artigas, J. I., & et.al. (2009). Power measurement by output-current integration in series resonant inverters. *IEEE Transactions on Industrial Electronics*, 56(2), 559–567.
74. Barragán, L. A., & et.al. (2005). Efficiency optimization in ZVS series resonant inverters with asymmetrical voltage-cancellation control. *IEEE Transactions on Power Electronics*, 20(5), 1036–1044.
75. Burdío, J. M., & et.al. (2004). Asymmetrical voltage-cancelation control for full-bridge series resonant inverters. *IEEE Transactions on Power Electronics*, 19(2), 461–469.

76. Lucía, O., & et.al. (2011). Series resonant multi-inverter with discontinuous-mode control for improved light-load operation. *IEEE Transactions on Industrial Electronics*, 58(11), 5163–5171.
77. Lucía, O., & et.al. (2009). Load-adaptive control algorithm of half-bridge series resonant inverter for domestic induction heating. *IEEE Transactions on Industrial Electronics*, 56(8), 3106–3116.
78. Sarnago, H., & et.al. (2013). Modulation scheme for improved operation of a RB-IGBT based resonant inverter applied to domestic induction heating. *IEEE Transactions on Industrial Electronics*, 60(5), 2066–2073.
79. Lucía, O., & et.al. (2011). Real-time FPGA-based hardware-in-the-loop simulation test-bench applied to multiple output power converters. *IEEE Transactions on Industry Applications*, 47(2), 853–860.
80. Navarro, D., & et.al. (2012). Synchronous FPGA-based implementations of digital pulse width modulators. *IEEE Transactions on Power Electronics*, 27(5), 2515–2525.
81. Kawaguchi, Y., & et.al. (2010). A comparative evaluation of DCM control and CCM control for soft-switching PFC converter. *36th Annual Conference of the IEEE Industrial Electronics Society*, 250–255.
82. Tian, J., & et.al. (2005). A half-bridge series resonant inverter for induction cookers using a novel FPGA-based control strategy. *European Conference on Power Electronics and Applications*, 9 pp.
83. Paesa, D., & et.al. (2011). Adaptive Simmering Control for Domestic Induction Cookers. *IEEE Transactions on Industry Applications*, 47(5), 2257–2267.
84. Jimenez, O., & et.al. (2013). FPGA-based test-bench for resonant inverter load characterization. *IEEE Transactions on Industrial Informatics*, 9(3), 1645–1654.
85. Primiani, V. M., Kovyryalov S., & Cerri G. (2012) Rigorous electromagnetic model of an induction cooking system. *IET Science, Measurement & Technology*, 6(4), 238–246.
86. Jimenez, O., & et.al. (2013). An FPGA-based gain-scheduled controller for resonant converters applied to induction cooktops. *IEEE Transactions on Power Electronics*, 29(4), 2143–2152.
87. Hurley, W., & Kassakian, J. (1979). Induction heating of circular ferromagnetic plates. *IEEE Transactions on Magnetics*, 15(4), 174–1181.
88. Kazimierczuk, M. K. (2009). *High-Frequency Magnetic Components*. New York: John Wiley & Sons.

89. Acero, J., & et.al. (2006). Modeling of planar spiral inductors between two multilayer media for induction heating applications. *IEEE Transactions on Magnetics*, 42(11), 3719–3729.
90. Acero, J., & et.al. (2006). Analytical equivalent impedance for a planar circular induction heating system. *IEEE Transactions on Magnetics*, 42(1), 84–86.
91. Acero, J., & et.al. (2005). Simple resistance calculation in litz wire planar windings for induction cooking appliances. *IEEE Transactions on Magnetics*, 41(4), 1280–1288.
92. Carretero, C., & et.al. (2013). Computational modeling of two partly-coupled coils supplied by a double half-bridge resonant inverter for induction heating appliances. *IEEE Transactions on Industrial Electronics*, 60(8), 3092–3105.
93. Acero, J., & et.al. (2013). Mutual impedance of small ring-type coils for multi-winding induction heating appliances. *IEEE Transactions on Power Electronics*, 28(2), 1025–1035.
94. Acero, J., & et.al. (2011). Analysis and modeling of planar concentric windings forming adaptable-diameter burners for induction heating appliances. *IEEE Transactions on Power Electronics*, 26(5), 1546–1558.
95. Carretero, C., & et.al. (2012). Frequency dependent modeling of domestic induction heating systems using numerical methods for accurate time-domain simulation. *IET Power Electronics*, 5(8), 1291–1297.
96. Acero, J., & et.al. (2006). Magnetic vector potential based model for eddy-current loss calculation in round-wire planar windings. *IEEE Transactions on Magnetics*, 42(9), 2152–2158.
97. Wojda, R. P., & Kazimierczuk, M. K. (2012). Winding resistance of litz-wire and multi strand inductors. *IET Power Electronics*, 5(2), 257–268.
98. Wojda, R. P., & Kazimierczuk, M. K. (2013). Analytical optimization of solid-round wire Windings. *IEEE Transactions on Industrial Electronics*, 60(3), 1033–1041.
99. Bartoli, M., & et.al. (1996). Modeling Litz-wire winding losses in high-frequency power inductors. *IEEE Power Electronics Specialists Conference*, 2, 1690–1696.
100. Васильченко, И. Л., Осинцев, А. М., & Коломиец, С. А. (2015). Метод персонализированной контактной гипертермии злокачественных опухолей на основе индукционного нагрева

аппликатора вихревыми токами субмегагерцового диапазона в сочетании с контактной лучевой терапией. *Медицина в Кузбассе*, 1, 21–26.

101. ООО “Гроцкий Транс” (http://josam-ua.com/indukcionnie_nagrevateli.html)

102. Тюленев, С. А. (2005). *Система индукционного нагрева с регулируемой мощностью для ремонта подвижного состава*: дис. на соискание уч. степени кандидата техн. наук. Санкт-Петербург.

103. Дрешпак, Н. С. (2010). Моделювання електромагнітних процесів індукційного нагріву циліндричних деталей, з'єднаних посадкою з натягом. *Енергетика та енергетичні системи*, 426–427

104. Дрешпак, Н. С. (2012). Результати аналізу режимів індукційного нагріву рознімних деталей машин. *Наук. вісн. Нац. гірнич. ун-ту*, 4, 108–113.

105. Батыгин, Ю. В., & et.al. (2017). Инструмент рихтовки «индукторная система с притягивающим экраном» и протяженным соленоидом. *Автомобильный транспорт*, 40, 80–87.

106. Чаплигін, Є. О., Шиндерук, С. О., & Третинников Є. О. (2018). Апробація видалення вм'ятин в листових металах циліндричною індукторною системою з екраном, що притягає. *Наукові вісті НТУУ «КПІ»*, 5, 58–62.

107. Насыбуллина, Г. А., & Цивунина, И. В. (2015). Модернизация блока дистилляции производства высших жирных кислот. *Вест. Казан. технол. ун-та*, 11, 97–98.

108. Орлов, А. И., & et.al. (2009). Электроиндукционный метод очистки демонтированных нефтегазопроводных труб от отложений парафина. *Вестник ЧГУ*, 2, 157–162.

109. Шишкин, Н. Д. (2011). Применение индукционного подогрева нефти при ее транспортировке от месторождений на Северном Каспии. *Вестник АГТУ*, 3, 52–56.

110. Трофименко, К. В., & Шишкин, Н. Д. (2012). Разработка конструкции и оценка параметров эффективного индукционного подогревателя нефти и нефтепродуктов. *Вестник АГТУ*, 1, 78–83.

111. Трофименко, К. В., & Шишкин, Н. Д. (2013). Индукционный нагреватель для морских платформ. *Вестник АГТУ*, 2, 149–154.

112. Шишкин, Н. Д., & Трофименко, К. В. (2012). Алгоритм автоматизации процесса индукционного подогрева нефти. *Вестник АГТУ*, 1, 79–84.

113. Михайлова, О. В., & Коробков, А. Н. (2013). Разработка магнитно-индукционного сепаратора для обработки семян кормовых культур. *Вестник НГИЭИ*, 6(25), 70–73.
114. Сергеева, Е. Ю., & Новикова, Г. В. (2015). Дезинтегратор с СВЧ-генераторами для микронизации зерна. *Вестник НГИЭИ*, 2(45), 17–20.
115. Veit, R., & et.al. (2011). Development of a Close-to-production Prototype of an Induction Heating Device for Hot Stamping of Boron Alloyed Steels. *Future trends in steel development, processing technologies and applications: Bringing the automotive, supplier and steel industries together*, 83–90.
116. Mingxiang, C., & et.al. (2006). Research on low-temperature anodic bonding using induction heating. *Journal of Physics: Conference Series*, 34, 973–978.
117. Rudolf, R., Mitschang, P., & Neitzel, M. (2000). Induction heating of continuous carbon-fibre-reinforced thermoplastics. *Composites Part A: Applied Science and Manufacturing*, 31(11), 1191–1202.
118. Soe, S. A., & et.al. (2008). Design calculation and performance testing of heating coil in induction surface hardening machine. *World Academy of Science, Engineering and Technology International Journal of Electrical, Computer, Energetic, Electronic and Communication Engineering*, 2(6), 1134–1138.
119. Thermatool Corporation Brochure (2019). Retrieved from <https://www.thomasnet.com/profile/00472407/thermatool-corp-.html>
120. High frequency pipe & tube welding (2019). Retrieved from https://thermatool.com/product_categories/high-frequency-welders/
121. Leading manufacturers of melting, thermal processing & production systems for the metals and materials industry worldwide. An Inductotherm Group Company (2012). Retrieved from https://m.europages.com/filestore/gallery/bd/24/16080585_10f58fd6.pdf
122. DUOLIN Company (<http://inductionheating.duolin.com>)
123. Проминдуктор (<https://prominductor.ru/catalog>)
124. Укриндуктор (<http://ukrinductor.com.ua/ru>)
125. Esteve, V., & et.al. (2006). Induction heating inverter with simultaneous dual-frequency output. *IEEE Applied Power Electronics Conference and Exposition*, 5 p.

126. Esteve, V., & et.al. (2011). Improving the efficiency of IGBT series-resonant inverters using pulse density modulation. *IEEE Transactions on Industrial Electronics*, 58(3), 979–987.
127. Easy Torg (www.kharkov.prom.ua)
128. Betag Innovation (<http://www.betaginnovation.com>)
129. Дрешпак, Н. С. (2010) *Режими індукційного нагріву деталей машин з рознімним з'єднанням циліндричних поверхонь* : автореф. дис. канд. техн. наук. Донецьк.
130. ЛЭТ ХНАДУ (<http://electromagnetic.comoj.com>)
131. Ulrich, M., Bickel, D. M., Wiseman, D., & Baxter, R. (2001). Induction heating system with a flexible coil. U.S. Patent No. 6,229,126. Washington, DC: U.S. Patent and Trademark Office.
132. Thomas, J. R., Baxter, R. G., & Verhagen, P. D. (2012). Induction heating system output control based on induction heating device. U.S. Patent No. 8,115,147. Washington, DC: U.S. Patent and Trademark Office.
133. Autotron (<http://www.autotronheater.com>)
134. Psyk, V., & et.al. (2011). Electromagnetic forming. A review. *Journal of Materials Processing Technology*, 211(5), 787–829.
135. Furth, H. P. (1962). Devices for metal-forming by magnetic tension. U.S. Patent No. 3,196,649. California: U.S. Patent and Trademark Office.
136. Hansen, K. A. & Hendrickson, I. G. (1976). Electromagnetic dent puller. U.S. Patent No. 3,998,081. Seattle, DC: U.S. Patent and Trademark Office.
137. Hendrickson, I. G. & Hansen, K. A. (1991). Electromagnetic dent remover with tapped work coil. U.S. Patent No. 4,986,102. Seattle, DC: U.S. Patent and Trademark Office.
138. Zieve, P. B. (1991). Power supply for electromagnetic proof load tester and dent remover. U.S. Patent No. 5,046,345. Seattle, DC: U.S. Patent and Trademark Office.
139. Electroimpact Company (<http://www.electroimpact.com>)
140. Fluxtronic (<http://www.fluxtronic.com>)
141. Шнеерсон, Г. А. (1981). *Поля и переходные процессы в аппаратуре сверхсильных токов*. Ленинград: Энергоиздат.
142. Batygin, Yu. V., Lavinsky, V. I., & Khimenko L. T. (2004). Direction Change of the Force Action upon Conductor under Frequency Variation of the Acting magnetic Field. *Proceedings of the 1st International Conference on High Speed Metal Forming*, 157–160.

143. Батигін, Ю. В., Лавінський, В. І., & Хименко, Л. Т. (2006). Спосіб магнітно-імпульсної обробки тонкостінних металевих заготовок. Патент України № 775676. 15.05. 2006. Бюл, (5).
144. Meichtry, R., & Kouba, I. (2006). International Patent Application, No. 2006119661.
145. Meichtry, R., Basler, V., & Kouba, I. (2016). International Patent Application No. 20160044748
146. Аргун, Щ. В., Батигін, Ю. В., & Гнатов А. В. (2015). Спосіб магнітно-імпульсної обробки тонкостінних металевих заготовок з використанням узгоджувального пристрою. Патент України № 69467. 25.04.2015, Бюл, (8).
147. Батигін, Ю. В., Лавинский, В. И., & Хименко, Л. Т. (2003). *Импульсные магнитные поля для прогрессивных технологий. Том 1.* Харьков: ТОРНАДО-МОСТ.
148. Аргун, Щ. В., Батигін, Ю. В., & Гнатов А. В. (2012). Спосіб магнітно-імпульсної обробки тонкостінних металевих заготовок. Патент України № 68745. 10.04.2012, Бюл, (7).
149. Аргун, Щ. В., Батигін, Ю. В., & Гнатов А. В. (2012). Спосіб магнітно-імпульсного притягання металевих об'єктів суміщеним дисковим погоджувальним пристроєм з демпферною конструкцією. Патент України № 75790. 10.12.2012, Бюл, (23).
150. Батигін, Ю. В., Лавінський, В. І., & Хавін, В. Л. (2006). Спосіб магнітно-імпульсної обробки тонкостінних металевих заготовок. Патент України № 74909. 15.02.2006, Бюл, (2).
151. Батигін, Ю. В., Бондаренко, О. Ю., & Чаплигін Є. О. (2008). Спосіб магнітно-імпульсної обробки металевих заготовок методом притягання до індуктора. Патент України № 31751. 25.04.2008, Бюл, (8).
152. Батигін, Ю. В., Гнатов, А. В., & Чаплигін Є. О. (2010). Спосіб магнітно-імпульсного притягання металевих об'єктів одновитковим циліндричним індуктором, розділеним на дві гілки. Патент України № 54753. 25.11.2010, Бюл, (22).
153. Батигін, Ю. В., Гнатов, А. В., & Аргун, Щ. В. (2012). Спосіб магнітно-імпульсного притягання металевих об'єктів одновитковою індукторною системою з тонким екраном. Патент України № 70055. 25.05.2012, Бюл, (10).
154. Батигін, Ю. В., Гнатов, А. В., & Чаплигін Є. О. (2012). Спосіб магнітно-імпульсного притягання металевих об'єктів двовитковою

- круговою індукторною системою з тонким екраном. Патент України № 70734. 25.06.2012, Бюл, (12).
155. Батигін, Ю. В., Гнатов, А. В., & Чаплигін Є. О. (2014). Спосіб магнітно-імпульсного притягання тонкостінних листових металів багатовитковою круговою індукційною індукторною системою. Патент України № 92037. 25.07.2014, Бюл, (14).
156. Батигін, Ю. В., Гнатов, А. В., & Чаплигін Є. О. (2014). Багатовиткова кругова індукційна індукторна система для магнітно-імпульсного притягання тонкостінних листових металів. Патент України № 92436. 11.08.2014, Бюл, (15).
157. Батигін, Ю. В., Гнатов, А. В., & Гопко, А. В. (2013). Спосіб магнітно-імпульсного притягання металевих заготовок одновитковим круговим індуктором, розташованим над допоміжним екраном. Патент України № 77579. 25.02.2013, Бюл, (4).
158. Батигін, Ю. В., Гнатов, А. В., & Чаплигін Є. О. (2016). Спосіб магнітно-імпульсної обробки поверхонь кузовних елементів Патент України № 104509. 10.02.2016, Бюл, (3).
159. Батигін, Ю. В., Бондаренко, О. Ю., & Серіков, Г. С. (2008). Спосіб магнітно-імпульсної обробки металевих заготовок. Патент України № 31752. 25.04.2008, Бюл, (8).
160. Батигін, Ю. В., Гнатов, А. В., & Серіков Г. С. (2010). Спосіб магнітно-імпульсного притягання металевих об'єктів прямокутним індуктором, з двома розрізами. Патент України № 53968. 25.10.2010, Бюл, (20).
161. Батигін, Ю. В., Гнатов, А. В., & Чаплигін Є. О. (2013). Спосіб магнітно-імпульсного притягання металевих заготовок індукторною системою з двома прямокутними витками та тонким екраном. Патент України № 78243. 11.03.2013, Бюл, (5).
162. Батигін, Ю. В., Гнатов, А. В., & Чаплигін Є. О. (2015). Комплекс зовнішнього магнітно-імпульсного рихтування Патент України № 101413. 10.09.2015, Бюл, (17).
163. Батыгин, Ю. В., Лавинский В. И., & Хищенко Л. Т. (2004). Физические основы возможных направлений развития магнитно-импульсной обработки тонкостенных металлов. *Електротехніка і електромеханіка*, 2, 80–84.
164. Бондаренко, А. Ю., Финкельштейн, В. Б., & Гаврилова, Т. В. (2014). Внешняя рихтовка кузовов автотранспорта с помощью

электродинамических систем при прямом пропускании импульсного тока. *Вестник Нац. техн. ун-та "ХПИ"*, 9(1052), 66–72.

165. Алиферов, А., & Лупи, С. (2013). *Индукционный и электроконтактный нагрев металлов*. Новосибирск: НГТУ.

166. Сысун, В. И., & Подопригора, В. А. (2004). Индукционный нагрев в режиме насыщения. *Фундаментальные исследования*, 3, 132–134.

167. Батыгин, Ю. В., Бондаренко, А. Ю., & Лавинский В. И. (2009). Вихревые токи в тонких металлических листах при магнитно-импульсной обработке металлов. *Электричество*, 9, 61–65.

168. Туренко, А. Н., Батыгин, Ю. В., & Гнатов, А. В. (2009). *Импульсные магнитные поля для прогрессивных технологий. Том 3. Теория и эксперимент притяжения тонкостенных металлов импульсными магнитными полями*. Харьков: ХНАДУ.

169. Корн Т., & Корн, Г. (1973). *Справочник по математике*. Москва: Наука.

170. Туровский, Я. (1974). *Техническая электродинамика*. Москва: Энергия.

171. Batygin, Yu. V., Golovashchenko, S. F., & Gnatov, A. V. (2013). Pulsed electromagnetic attraction of sheet metals—fundamentals and perspective applications. *Journal of Materials Processing Technology*, 213(3), 444–452.

172. Batygin, Yu. V., Golovashchenko, S. F., & Gnatov, A. V. (2014). Pulsed electromagnetic attraction of nonmagnetic sheet metals. *Journal of Materials Processing Technology*, 214(2), 390–401.

173. Ландау, Л. Д., & Лифшиц, Е. М. (1982). *Теоретическая физика электродинамика сплошных сред*. Москва: Наука.

174. Мэтьюз, Дж., & Уокер, Р. (1972). *Математические методы физики*. Москва: Рипол Классик.

175. Батигін, Ю. В., Бондаренко, О. Ю., & Гнатов, А. В. (2009). Генератор багаторазових імпульсів струму для магнітно-імпульсної обробки металів. Патент України № 44933. 26.10.2009. Бюл, (20).

176. Батигін, Ю. В., Гнатов, А. В., & Аргун, Щ. В. (2012). Генератор багаторазових уніполярних імпульсів струму для магнітно-імпульсної обробки металів. Патент України № 73733. 10.10.2012. Бюл, (19).

177. Кухлинг, Х. (1985). *Справочник по физике*. Москва: «Мир».

178. Тамм, И. Е. (2003). *Основы теории электричества*. Москва: Наука.
179. Proceedings of the 1-st International Conference on High Speed Metal Forming (<https://eldorado.tu-dortmund.de/handle/2003/27023>).
180. Proceedings of the 6-th International Conference on High Speed Forming (<https://eldorado.tu-dortmund.de/handle/2003/33405>).
181. Батыгин, Ю. В., Лавинский В. И., & Бажинов, А. В. (2007). Магнитно-импульсные методы и системы для притяжения тонкостенных листовых металлов. *Труды междунар. науч.-техн. конф-и «Магнитно-импульсная обработка металлов. Пути совершенствования и развития»*, 3–13.
182. Meichtry, R., & Kouba, I. (2008). International Patent Application 0163661A1.
183. Батыгин, Ю. В., Лавинский, В. И., & Сериков, Г. С. (2007). Возможности магнитно-импульсной технологии для рихтовки кузовных элементов автомобилей. *Труды 13-ой междунар. науч.-техн. конф-и «Физические и компьютерные технологии»*, 352–355.
184. Синельников, А. Ф., Штоль, Ю. Л., & Скрипников, С. А. (1995). *Кузова легковых автомобилей: обслуживание и ремонт*. Москва: Транспорт.
185. Шкунов, И. В. (2009). *Кузовной ремонт в гараже*. Москва: Транспорт.

СОДЕРЖАНИЕ

ВВЕДЕНИЕ	3
ГЛАВА 1 ПРИМЕНЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ТЕХНОЛОГИЙ ДЛЯ ПРОИЗВОДСТВЕННЫХ ОПЕРАЦИЙ.....	5
1.1 Индукционный нагрев. Физика процесса	5
1.2 История развития техники индукционного нагрева в промышленности и ремонтных технологиях.....	11
1.3 Использование магнитно-импульсного притяжения в технологиях ремонта транспортных средств.....	18
1.3.1 Инструменты, основанные на суперпозиции высокочастотных и низкочастотных электромагнитных полей.....	18
1.3.2 Притяжение ферромагнетиков низкочастотными инструментами	20
1.3.3 Притяжение немагнитных металлов низкочастотными инструментами	25
1.3.4 Практическая апробация удаления вмятин в кузове автомобиля магнитно-импульсным притяжением.....	31
1.3.5 «Прямое пропускание тока» для притяжения листовых металлов.....	34
1.4 Выводы по главе 1	35
ГЛАВА 2 ПЛОСКИЙ СОЛЕНОИД С ФЕРРОМАГНИТНЫМ СЕРДЕЧНИКОМ. ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ОБОСНОВАНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ПРОЦЕССОВ В СИСТЕМЕ «ИНДУКТОР – ЗАГОТОВКА»	38
2.1 Объект нагрева – массивный металлический образец. Модель системы и постановка задачи	39
2.1.1 Интегрирование уравнений Максвелла и анализ протекающих электромагнитных процессов	41
2.1.2 Численные оценки и возможность увеличения интенсивности индукционных эффектов	49
2.2 Объект нагрева – тонкостенный листовой металл. Модель системы и постановка задачи	62
2.2.1 Интегрирование уравнений Максвелла и анализ протекающих электромагнитных процессов	65
2.2.2 Индукционные процессы в идеализации сверхпроводимости листового металла.....	68

2.2.3 Индукционные процессы в листовых металлах с конечным значением удельной электропроводности	70
2.2.4 Индукционные процессы в идеализации «прозрачности» листового металла	74
2.2.5 Численные оценки	77
2.3 Выводы по главе 2	84
ГЛАВА 3 «ПРЯМОЕ ПРОПУСКАНИЕ ТОКА» В ОПЕРАЦИЯХ МАГНИТНО-ИМПУЛЬСНОГО ПРИТЯЖЕНИЯ ЛИСТОВЫХ МЕТАЛЛОВ	86
3.1 Принцип действия, формулировка задачи	86
3.2 Электродинамические процессы, соотношения для токов и сил	89
3.2.1 Физико-математическая модель, принятые допущения	90
3.2.2 Интегралы уравнений Максвелла в L–пространстве	91
3.2.3 Токи и силы в пространстве оригиналов	97
3.3 Численные оценки, обобщение результатов вычислений	103
3.4 Примеры возможных экспериментальных конструкций инструментов	114
3.5 Выводы по главе 3	117
ГЛАВА 4 ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ АПРОБАЦИЯ	118
4.1 Индукционный нагрев инструментами с ферромагнитными сердечниками	118
4.1.1 Оборудование, экспериментальные образцы	119
4.1.2 Схемы проведенных экспериментов	121
4.1.3 Результаты измерений	124
4.1.4 Обобщение результатов измерений, выводы	129
4.2 Магнитно-импульсное притяжение листовых образцов при «прямом пропускании тока»	130
4.2.1 Расчёт экспериментальной модели инструмента	131
4.2.2 Оборудование, экспериментальные объекты обработки	135
4.2.3 Практическая апробация, основные результаты	138
4.3 Выводы по главе 4	141
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	142
ЛИТЕРАТУРА	144

СВЕДЕНИЯ ОБ АВТОРАХ

Батыгин Юрий Викторович – электрофизик, профессор, доктор технических наук по специальности «Техника сильных электрических и магнитных полей», заведующий кафедрой физики и научный руководитель Лаборатории электромагнитных технологий Харьковского национального автомобильно-дорожного университета, Украина.

Основное направление научной деятельности – решение теоретических и практических задач:

- исследования интенсивных электронных пучков, направленные на создание мощных ускоряющих структур;
- развитие нового научного направления, связанного с трансформацией естественного магнитно-импульсного отталкивания в притяжение тонкостенных металлов;
- исследования резонансных эффектов в электротехнических и электромагнитных системах, направленные на создание принципиально новых усилителей электрической мощности.

В настоящее время число опубликованных работ – более 200, патентов на изобретения – 48, научных изданий (монографий) – 8.

Последнее научное издание (монография) – «Electromagnetic Metal Forming for Advanced Processing Technologies». SPRINGER. 2018– 93P.

Батигін Юрій Вікторович – електрофізик, професор, доктор технічних наук за спеціальністю «Техніка сильних електричних та магнітних полів», завідувач кафедри фізики та науковий керівник Лабораторії електромагнітних технологій Харківського національного автомобільно-дорожнього університету, Україна.

Основний напрямок наукової діяльності – вирішення теоретичних і практичних завдань:

- дослідження інтенсивних електронних пучків, спрямовані на створення потужних прискорюючих структур;
- розвиток нового наукового напрямку, пов'язаного з трансформацією природного магнітно-імпульсного відштовхування в притягання тонкостінних металів;
- дослідження резонансних ефектів в електротехнічних і електромагнітних системах, спрямовані на створення принципово нових підсилювачів електричної потужності.

В даний час число опублікованих робіт – понад 200, патентів на винаходи – 48, наукових видань (монографій) – 8.

Останнє наукове видання (монографія) – «Electromagnetic Metal Forming for Advanced Processing Technologies». SPRINGER. 2018– 93P.

Стрельникова Виктория Анатольевна – аспирант, магистр по специальности «Транспортные системы», ассистент кафедры физики и младший научный сотрудник Лаборатории электромагнитных технологий Харьковского национального автомобильно-дорожного университета, Украина.

Основное направление научной деятельности – решение теоретических и практических задач:

- исследования влияния магнитных свойств конструкционных элементов индукторов на эффективность индукционного нагрева;
- развитие нового научного направления, связанного с «прямым пропусканьем тока» через объект обработки во время выполнения операций по магнитно-импульсному притяжению тонкостенных металлов.

В настоящее время число опубликованных работ – около 20, патентов на изобретения – 2.

Стрельникова Вікторія Анатоліївна – аспірант, магістр за спеціальністю «Транспортні системи», асистент кафедри фізики і молодший науковий співробітник Лабораторії електромагнітних технологій Харківського національного автомобільно-дорожнього університету, Україна.

Основний напрямок наукової діяльності – вирішення теоретичних і практичних завдань:

- дослідження впливу магнітних властивостей конструкційних елементів індукторів на ефективність індукційного нагріву;
- розвиток нового наукового напрямку, пов'язаного з «прямим пропусканням струму» через об'єкт обробки під час виконання операцій з магнітно-імпульсного притягання тонкостінних металів.

В даний час число опублікованих робіт – близько 20, патентів на винаходи – 2.

НАУКОВЕ ВИДАННЯ

БАТИГІН Юрій Вікторович
СТРЕЛЬНИКОВА Вікторія Анатоліївна

**ІНДУКЦІЙНИЙ НАГРІВ ТА МАГНІТНО-ІМПУЛЬСНЕ
ПРИТЯГАННЯ ДЛЯ ПРОМИСЛОВИХ ТЕХНОЛОГІЙ
СУЧАСНОСТІ**

(російською мовою)

Монографія