

УДК 621.35

*С.С.Волков, С.В.Николин, Н.П.Шевченко*

## ПРИЧИНЫ ВОЗНИКНОВЕНИЯ СИЛ В ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ И КВАНТОВЫХ СИСТЕМАХ

*Приведены виды магнитных полей и сил взаимодействия в электромагнитных системах. Показано, что причиной возникновения всех силовых взаимодействий в электромагнитных системах являются взаимосвязанность движущихся заряженных частиц с вихревым магнитным полем вокруг частицы и минимизация свободной энергии магнитного поля*

**Введение.** Развитие микросистемной техники и наноэлектроники, практическое использование квантово-размерных эффектов на новом уровне стимулировали интерес к исследованию природы электромагнитных взаимодействий – на уровне атомно-электронных процессов. Известно, что силы магнитных полюсов, диполей, силы Ампера, Лоренца обусловлены атомно-электронными процессами. Однако в теоретическом описании не выделяются общие причины их возникновения. В электромагнитных полях, системах и устройствах возникают различного рода силы, действующие на проводник с током, на электрические заряды в проводниках, на покоящиеся и движущиеся свободные электрические заряды. Наиболее известными из них и практически используемыми являются [1-10]:

1) тангенциальная сила электромагнитной индукции (сторонняя сила), образующаяся при изменении магнитного поля и действующая на покоящиеся и движущиеся заряженные частицы независимо от их состояния и местонахождения (в вакууме или в проводнике) в многообразии вариантов;

2) сила Ампера, возникающая в результате взаимодействия двух проводников с токами;

3) выталкивающая сила (Ампера), действующая на проводник с током в стационарном магнитном поле;

4) сила Лоренца, действующая на движущиеся заряженные частицы в электромагнитном поле;

5) момент вращения токового контура в стационарном магнитном поле и другие производные силы.

Тангенциальная сила электромагнитной индукции по своей физической природе остается до настоящего времени наименее изученной и нуждается в отдельном рассмотрении на основе закономерностей всех других силовых проявлений магнитных полей, а также анализа физиче-

ских основ формализованной терминологии в теории описания явления.

Целью данной работы являются анализ и обобщение причин возникновения сил в электромагнитных и квантовых системах.

**Магнитные поля токов.** Известно, что силовые электромагнитные взаимодействия основаны на свойствах атомов и атомных частиц. При этом основной вклад в образование магнитных сил вносят орбитальное движение электронов в атомах и внутренние магнитные свойства электронов и ядер, характеризующиеся спином. Между ними пролегает граница предела классического моделирования процессов. Если орбитальные магнитные свойства электрона еще моделируются классическими категориями, то магнитные свойства электрона и ядер описываются только квантовыми, абстрактно-математическими моделями.

Для описания поведения и свойств микро-частиц или, как часто выражаются, квантовых систем используют два способа: классический и квантовомеханический. Последний, в свою очередь, осуществляется в двух вариантах: на основе уравнения Шредингера методами волновой механики и на основе дискретных энергетических состояний методами матричной механики Гейзенберга. Так как удовлетворительного решения одним каким-либо способом получить не удается, то при решении большинства задач используются оба способа. Независимо от способа решения все базовые уравнения квантовой (волновой и матричной) механики уже исходно содержат корпускулярные характеристики (например, массу, импульс), волновые (длину волны, частоту) и квантовые (целочисленность длин волн на размер объекта) характеристики системы. На основе этого при решении задач наряду с квантовыми используются все классические законы и характеристики взаимодействующих систем, в том числе и понятие "сила", хотя фор-

мально в квантовой механике оно заменено понятием "взаимодействие" в смысле обмена энергией. Однако способ описания не изменяет само взаимодействие. Имеющиеся в микромире магнитные поля и заряженные частицы подчиняются тем же законам электромагнитных взаимодействий, но с учетом квантоворазмерных эффектов.

В квантовомеханическом способе рассматриваются энергетические состояния до и после взаимодействия. Процесс взаимодействия не рассматривается. Для описания квантовых процессов понятие силы не используется. Непрерывность взаимодействия заменена прерывным, квантовым взаимодействием. Взаимодействие частиц описывается дискретными энергетическими состояниями. При этом вследствие принятого условия дуализма свойств квантовой частицы исчезает индивидуальная различимость микрочастиц. Классическая динамика взаимодействия заменяется рядом дискретных статических состояний с учетом соотношения неопределенности Гейзенберга и дискретности квантовых чисел. Устойчивость квазистатических состояний обосновывается потенциальными барьерами, не допускающими взаимодействий, но с учетом туннельных эффектов. Несмотря на это, энергетическое состояние в статике квантовых систем часто моделируется на основе применения сил и других классических представлений.

При анализе магнитных сил важно учитывать природу, точнее, источники возбуждения магнитных полей. Из опыта и теории электромагнетизма известны несколько видов магнитного поля:

1) *стационарное магнитное поле природное* как суммарное поле автономных микромагнитов, образованных движущимися элементарными зарядами по замкнутым орбитам атомно-молекулярных размеров (токами Ампера), характеризующихся орбитальными квантованными магнитными моментами и собственным моментом импульса (спином);

2) *стационарное (вихревое, циркулирующее замкнутое) магнитное поле искусственное, техническое*, образующееся вокруг проводника с током или вокруг потока заряженных частиц, отличающееся макроразмерами;

3) *вихревое магнитное поле* вокруг движущейся заряженной микро- или макрочастицы;

4) *изменяющееся магнитное поле микро- и макроразмеров*, создаваемое изменением электрического тока или электрокинетического поля [12], отличающееся неравенством его энергии энергии поля, необходимой для сцепленных с

ним токов, и индуцирующее электрокинетическое поле;

5) *собственный магнитный момент заряженных частиц* (электрона, ядра) как результат собственного момента импульса (спина).

Из перечисленных видов полей следует, что существует три физических принципа возбуждения магнитного поля: 1) движение заряженных частиц; 2) изменение электродинамического (электрокинетического) поля (без участия известных заряженных частиц); 3) магнитность (собственный магнитный момент) как исходное свойство элементарной частицы.

В теоретическом описании этих принципов, в том числе и для орбитального движения электрона как частицы, используется ряд положений классической электродинамики, связанных с силовым действием. Фундаментальная связь движения заряженных частиц с магнитным полем выражена зависимостью энергии магнитного поля от величины электрического тока:

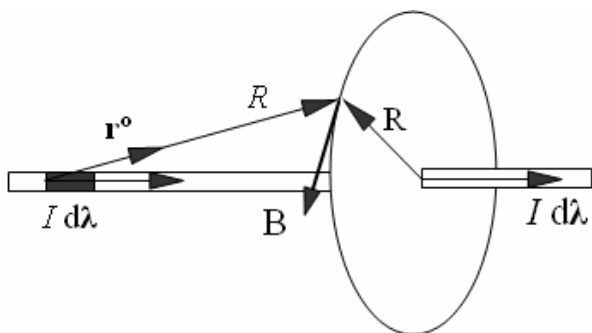
$$W_{\text{магн}} = LI^2 / 2, \quad (1)$$

где  $I$  – величина тока,  $L$  – коэффициент пропорциональности, называемый в случае проводника индуктивностью. Этой формулой подтверждаются наличие магнитного поля вокруг тока и образование магнитного диполя круговым током. Здесь появляется вопрос об универсальности процесса образования магнитного поля под действием электрического тока, потока заряженных частиц и, наоборот, возбуждение тока магнитным полем при нарушении равенства (1).

Вектор напряженности магнитного поля указывает на вихревой характер поля и направлен по касательной к окружности в сторону вращения правого винта, направленного по току. Силовое действие магнитного поля характеризуется вектором магнитной индукции  $\mathbf{B}$ . Он связан с возбуждающим током  $I$  законом Био – Савара (рисунок 1)[3. С.77]

$$\mathbf{B} = \mu_0 / 4\pi \int (I/R^2) [d\lambda \mathbf{r}^0], \quad (2)$$

где  $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$  Гн / м – магнитная постоянная или магнитная проницаемость;  $I$  – величина тока;  $R$  – расстояние от элемента тока ( $I d\lambda$ ) до точки наблюдения;  $d\lambda$  – векторный элемент тока в произвольном месте;  $\mathbf{r}^0$  – единичный вектор в направлении точки наблюдения от  $d\lambda$ .



**Рисунок 1 – Схема векторов в законе Био – Савара: проводник с током  $I$  создает тангенциальное вихревое магнитное поле  $\mathbf{B}$**

Величина вектора магнитной индукции по замкнутому контуру, например по замкнутой силовой линии вокруг тока, связана с величиной тока соотношением [3. С.81]:

$$\oint \mathbf{B} d\mathbf{l} = \mu_0 I_{\text{внеш}} \text{ или } \oint \mathbf{H} d\mathbf{l} = I, \quad (3)$$

называемым законом полного тока.

Временная инерционность изменений магнитного поля от изменений тока и наоборот обусловлено скоростью распространения электромагнитных взаимодействий и подвижностью носителей тока в проводниках. При неравновесном состоянии избыточная энергия магнитного поля вызывает возникновение вихревого электрокинетического поля [12] и при наличии проводника – направленное движение заряженных частиц.

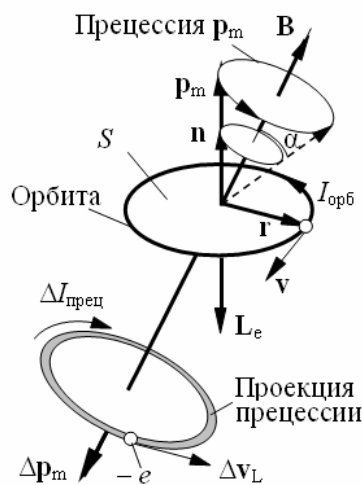
Подобным образом формируется магнитное поле вокруг пучка заряженных частиц в вакууме. В такой же форме и по тем же законам образуется магнитное поле вокруг одиночного заряженного тела или одиночной заряженной частицы.

**Магнитные поля микрочастиц.** Классический (силовой, динамический) способ используется для описания магнитного поля, возникающего в результате орбитального движения электронов в атомах и молекулах. Согласно корпускулярной модели движение электрона по орбите из-за наличия заряда создает ток, а из-за наличия массы имеет момент импульса и момент инерции, вероятнее всего, и момент силы. Как и в случае макротокков, замкнутый орбитальный ток создает по площади орбиты магнитный поток (рисунок 2). Такая же форма магнитного поля может быть сформирована линейным магнитным диполем с условным магнитным зарядом  $m_{\text{дип}}$  одного полюса и расстоянием между полюсами  $\ell$ . По этой аналогии магнитные свойства микрочастиц характеризуются векторной величиной – магнитным моментом  $\mathbf{p}_m = m_{\text{дип}} \cdot \boldsymbol{\ell}$ , Дж·м/А. Магнитный заряд есть фиктивная величина, введенная для расчетов, определяется как работа  $A$  по перемещению магнитного полюса вокруг проводника с током  $I$  и равен

$m_{\text{дип}} = A / \ell$ , Дж/А. Магнитный момент может быть определен по механическому моменту  $M$ , действующему на магнитный диполь (контур с током) во внешнем однородном магнитном поле с напряженностью  $H$  под углом  $\alpha$ , по формуле  $\mathbf{p}_m = M / H \sin \alpha$ .

Магнитный момент контура с током  $I$  и площадью  $S$  есть вектор  $\mathbf{p}_m = I \int \mathbf{n} dS$ , где  $\mathbf{n}$  – нормаль к площади контура (рисунок 2). При круговом плоском контуре величина магнитной индукции на оси равна  $p_m = I \cdot S$ . Магнитная индукция  $\mathbf{B}$  по оси контура может быть определена по формуле  $B = (\mu_0 I / 2a) \sin^3 \beta$ , где  $a$  – радиус контура тока;  $\beta$  – угол между осью кругового тока и прямой, соединяющей контур тока с точкой на оси, в которой определяется  $\mathbf{B}$ .

При криволинейном движении по орбите масса и скорость электрона создают момент импульса  $\mathbf{L}_e = [\mathbf{r} \cdot \mathbf{p}] = [\mathbf{r} \cdot m \cdot \mathbf{v}]$ . Направление орбитального момента импульса принимается на основе правил векторного произведения радиус-вектора  $\mathbf{r}$  и импульса  $m\mathbf{v}$ . Из-за отрицательности заряда электрона направление создаваемого тока противоположно скорости, а соответственно вектор орбитального магнитного момента  $\mathbf{p}_m$  имеет направление, противоположное направлению вектора орбитального момента импульса  $\mathbf{L}_e$ .



**Рисунок 2 – Схема орбитального момента импульса, магнитного момента при прецессии орбиты**

Магнитный и орбитальный моменты вызваны одной и той же причиной – движением электрона. Поэтому они пропорциональны по величине и связаны коэффициентом пропорциональности – гиромангнитным отношением орбитальных моментов  $\mathbf{p}_m = - (e/2m) \mathbf{L}_e = \gamma \mathbf{L}_e$ , где  $\gamma = - e/2m$  есть гиромангнитное отношение. В итоге  $\mathbf{p}_m = - (e/2m) [\mathbf{r} \cdot m \cdot \mathbf{v}]$ . Для круговой орбиты и при постоянной скорости электрона

$$\mathbf{p}_m = - e/2m [\mathbf{r} \cdot m \cdot \mathbf{v}] = -1/2 (e/m) (\mathbf{r} \cdot m \cdot \mathbf{v}). \quad (4)$$

Для объяснения собственных магнитных свойств электрона по аналогии с орбитальным моментом импульса электрон наделен собственным моментом импульса  $L_{es}$ , который называется *спином*. Спиновое взаимодействие в квантовых системах не имеет классических аналогов.

Удобство математической формы выражения спина усложняет его физическую трактовку и решение связанных с ней неопределенностей. Спин представляется как величина, характеризующая энергетическое состояние и магнитное взаимодействие частицы. Для описания доли энергии, вносимой спиновым взаимодействием, используется проекция спина на любое выбранное направление. Квантованность величины проекции выражается через спиновое квантовое число. Спин, имея размерность кванта действия  $\hbar = \Delta x \cdot \Delta p$ , то есть момента импульса  $L = r \cdot p$ , принят как собственный момент импульса электрона  $L_e = [r \ p] = [r \ m \ v]$  (рисунок 3).

Модуль момента импульса (спина) равен  $L_{es} = \sqrt{3/2} \hbar/2\pi = \sqrt{3} \hbar/2$ . Проекция спина на направление вектора  $\mathbf{B}$  может принимать значения только  $L_{esB} = \pm \hbar/2$ . Неизменные значения  $L_{es}$  и  $L_{esB}$  определяют единственное значение угла наклона вектора собственного момента импульса электрона спина к линии магнитной индукции. С учетом допустимой направленности проекции спина по и против направления вектора магнитной индукции получаются два фиксированных угла  $\beta$  к направлению  $\mathbf{B}$ , удовлетворяющих условию  $\cos\beta = L_{esB} / L_{es} = \pm 1/\sqrt{3}$ , откуда  $\beta = 55^\circ$  и  $180^\circ - 55^\circ = 125^\circ$ . Из фиксированных значений  $L_{es}$  и  $L_{esB}$  следует, что независимо от положения атома в кристаллографической решетке твердого тела электронные орбиты будут ориентироваться к внешнему магнитному полю в телесном конусе под указанными углами.

Спину электрона соответствует спиновый магнитный момент (рисунок 3), пропорциональный спину и так же, как орбитальный, направленный в противоположную сторону

$$p_{ms} = \gamma_s L_{es} = \gamma_s \sqrt{3} \hbar/2 = (\sqrt{3} e/2m) \hbar. \quad (5)$$

Гиромангнитное отношение спиновых моментов равно  $\gamma_s = -e/m$ . Спиновый магнитный момент проецируется на направление магнитного поля  $\mathbf{B}$  в виде двух значений  $p_{msB} = \pm e/2m \hbar = \pm \mu_B$  – магнетону Бора.

В существующей модели величина спина получается из экспериментальных магнитных свойств в последовательности: проекция магнитного момента – магнитный момент – момент импульса. Квант действия, момент импульса в классическом представлении, а соответственно и спин являются понятиями математическими, не имеющими физических моделей.

Таким образом, абстрактным понятием «спин» характеризуется взаимосвязь гипотетического механического момента импульса с магнитным моментом. Отсутствие сведений о внутренней структуре частиц, в частности электрона, не позволяет отождествлять природу собственного магнитного момента, например, с токовой природой орбитального магнитного момента, объясняемой классической моделью, а именно движением заряженных корпускул.

Бесструктурность электрона и отсутствие физических моделей его представления полнее, чем "шарик", "волна", "струна", "сингулярность" и т.д., оставляют понятие спинового момента импульса и его составляющих условными аналогами орбитальной модели момента импульса. При этом из логики аналога следует, что спиновый момент импульса и магнитный момент могут быть также связаны с вращением заряженных частиц, круговым электрическим током, потоком субстанции с массой и зарядом.

В 1885 году Джозеф Лармор (1857-1942) открыл явление прецессии электронов. Оно заключается в том, что при наклоненности плоскости орбиты электрона к направлению вектора магнитной индукции внешнего магнитного поля (рисунок 3), последнее вызывает вращающий момент силы, действующий на орбитальный магнитный диполь величиной  $M_{прец} = [p_m \ \mathbf{B}]$ . Это приводит к прецессии орбиты вокруг направления вектора  $\mathbf{B}$ . Электрон приобретает дополнительную составляющую движения вокруг оси прецессии орбиты, а соответственно дополнительный магнитный момент.

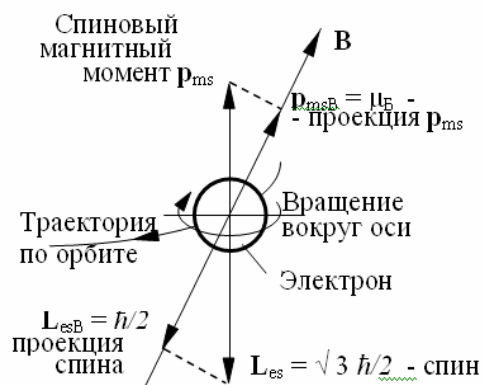


Рисунок 3 – Схема взаимосвязи спина  $L_{es}$ , спинового магнитного момента  $p_{ms}$ , его проекции  $p_{msB} = \mu_B$  на направление  $\mathbf{B}$  и спинового квантового числа  $s$

Угловая скорость ларморовской прецессии совпадает по направлению с магнитной индукцией и равна по величине  $\omega_L = (e/2m) \mathbf{B}$ . Прецессия орбиты образует дополнительный орбитальный ток  $\Delta I_{orb} = (e/2\pi) \cdot \omega_L$ , который приводит к

появлению дополнительного магнитного момента, направленного противоположно вектору магнитной индукции  $\mathbf{B}$  внешнего магнитного поля,  $\Delta \mathbf{p}_m = - (e^2 S \cos \alpha / 4\pi m) \mathbf{B}$ .

Так как направления  $\mathbf{p}_m$  и  $\mathbf{p}_{msB}$  не зависят от внешнего магнитного поля, а прецессионная составляющая направлена противоположно вектору магнитной индукции, то магнитные моменты (собственный, орбитальный и прецессионный) могут как суммироваться, так и вычитаться, усиливая или ослабляя внешнее магнитное поле.

Полный магнитный момент  $\mathbf{p}_{m\Sigma}$  электрона определяется как сумма орбитального  $\pm \mathbf{p}_m$ , прецессионного  $-\Delta \mathbf{p}_m$  и спинового  $\pm \mathbf{p}_{ms}$  моментов. При отсутствии внешнего магнитного поля нет прецессии орбиты, орбитальный и спиновый моменты могут быть ориентированы друг относительно друга произвольно. Однако внешним по отношению к электрону является суммарное поле всех других электронов и ядра, которое имеется всегда. Во внешнем поле представляет интерес составляющая магнитного момента в направлении индукции внешнего поля. Для одного электрона суммарная проекция равна

$$\mathbf{p}_{m\Sigma B} = \pm \mathbf{p}_{mB} - \Delta \mathbf{p}_{mB} \pm \mathbf{p}_{msB}. \quad (6)$$

Теоретические представления могут быть использованы для изучения магнитных свойств материалов, а по известным свойствам (например,  $\mu$ ) можно оценить элементарные орбитально-спиновые магнитные процессы.

Из анализа видно, что магнитные поля ферромагнетиков формируются магнитными полями орбитальных токов и спинов электронов и ядер. Предполагается, что собственная магнитная дипольность электронов может приводить к магнитному притягиванию электронов, а одинаковая отрицательная заряженность — к их отталкиванию. Ввиду отсутствия экспериментальных сведений численные расчеты по определению магнитных свойств могут носить только оценочный характер. Из-за предполагаемого магнитного спаривания мак-ромагнитные свойства относят к неспаренным электронам.

Пусть каждый атом имеет неспаренный электрон, магнитная индукция  $\mathbf{B}$  направлена вдоль атомной цепочки перпендикулярно к орбитам. Тогда орбиты атомов будут представлять собой однослойный соленоид. Магнитная индукция на конце длинного соленоида равна [14. С.242]  $B = \mu_0 n I / 2$ . Число витков определится из количества атомов  $n = n_{ат} = (1/d_{ат}) \cdot L$ . Величину тока в каждом витке-орбите можно определить по частоте вращения электрона, оцениваемой для валентных электронов на уровне порядка  $v_{ат} = 10^{12}$  Гц. Величина тока  $I = ev_{ат}$ . Доля площади,

занимаемая электронными орбитами  $S_{орб}$ , определяется соотношением диаметров нейтрального атома  $d_{ат}$  и ионизованного  $d_{ион}$  атома:  $S_{орб} / S_{ат} = (d_{ион} / d_{ат})^2$ . Если диаметр атома в среднем составляет порядка 0.3 нм, то диаметр иона — порядка  $d_{ион} = 0.1$  нм.

Магнитная индукция на конце кристалла с учетом атомно-орбитальных соленоидов равна  $B = \mu_0 (1/d_{ат} \cdot L) ev_{ат} / 2 (d_{ион} / d_{ат})^2 = 3 \cdot 10^{-8}$  Тл, а напряженность поля  $H = B / \mu_0 \sim 0.03$  Э. Напряженность поля на площади орбиты составляет единицы эрстед. Вычисленные по представленным формулам значения спинового магнитного момента превышают орбитальный  $\mathbf{p}_m$  на два и более порядка. Напряженность поля при этом оценивается в сотни-тысячи эрстед. Полученные значения значительно превышают реально создаваемую магнитную индукцию во внешнем магнитном поле. Это указывает на большие потенциальные возможности использования магнитных полей. На опытах с Fe показано [8, 11], что такое различие является следствием спаривания атомных магнитных диполей. При этом в формировании магнитных свойств материала больший удельный вес имеют не орбитальные, а спиновые магнитные моменты.

Таким образом, неподвижный проводник с током, движущийся в магнитном поле проводник со свободными носителями заряда и движущиеся в магнитном поле свободные носители заряда обладают собственным магнитным полем. При наличии внешнего магнитного поля они вступают с ним в силовое взаимодействие.

**Силовое действие магнитных полей.** Магнитное поле проявляется в вихревой форме (рисунок 1) вокруг проводника с током или вокруг движущегося заряженного тела и в явно «плюсной» форме, например, на ферромагнетиках или по оси кругового тока в виде диполя.

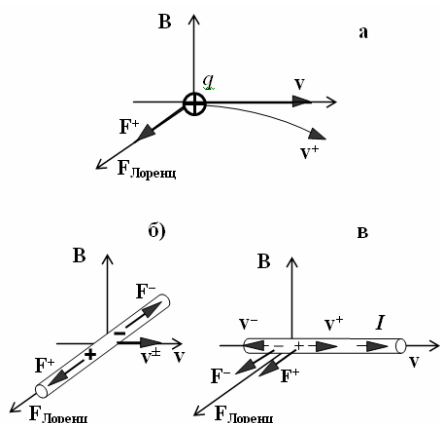
В случае вихревого поля силовое взаимодействие с внешним магнитным полем основано, прежде всего, на наличии градиента магнитной индукции и принципе минимизации свободной энергии системы. Так как магнитный диполь замкнутой рамки с током тоже является результатом вихревого поля вокруг проводника, то принцип минимизации свободной энергии суммарного магнитного поля (поля объекта и внешнего поля) оказывается универсальной основой силовых взаимодействий в электромагнитных системах. Это наглядно проявляется на примере возникновения силы Лоренца.

Первоначально сила Лоренца была получена на основе обобщения опытных данных по поведению точечных электрических зарядов во внешнем магнитном поле в конце XIX века Г.А.

Лоренцем [9]. В общем случае для свободной заряженной частицы во внешнем магнитном поле сила Лоренца равна:

$$\mathbf{F} = q \mathbf{E} + q [\mathbf{v} \mathbf{B}], \quad (7)$$

где  $q$  – заряд частицы;  $\mathbf{v}$  – ее скорость;  $\mathbf{E}$  – напряженность электрического поля;  $\mathbf{B}$  – индукция магнитного поля. В ФЭ [11. С.609] отмечено, что "первый член – сила, действующая на заряд в электрическом поле, второй – в магнитном поле". Направление действия силы Лоренца определяется правилом правого винта, правилом буравчика или правилом левой руки (рисунок 4).



**Рисунок 4 – Схема действия силы Лоренца на движущиеся заряды в постоянном магнитном поле: а – на одиночный заряд; б – на заряды, движущиеся с проводником; в – на заряды, движущиеся в проводнике в виде электрического тока**

Надо отметить, что напряженность электрического поля в электродинамике обозначается одинаковым символом "E" и для электрокинетического, и для электростатического полей [1-3]. Это создает неопределенность в физическом толковании механизмов возникновения силы.

Из опыта известно, что магнитные поля независимых источников суммируются в векторной форме. Свойство аддитивности позволяет использовать правило Лоренца для всех движущихся свободных заряженных частиц независимо от фазы вещества, в которой они находятся. (в вакууме, в металле, в плазме, в электролите). Основным условием при этом становится магнитопроницаемость фазы. С учетом этих условий сила Лоренца может возникать и проявляться при трех видах движения заряженных частиц в магнитном поле (рисунок 4):

1) движение одиночной частицы в вакууме, газе, плазме (рисунок 4,а);

2) направленное движение заряженных частиц, находящихся в проводнике, перемещением проводника (рисунок 4,б);

3) направленное перемещение заряженных частиц в проводнике пропусканием тока (рисунок 4,в).

Так как сила Лоренца перпендикулярна к направлению движения, то траекторией одиночной частицы в вакууме или при отсутствии рассеивающих центров является окружность (рисунок 4,а). Для свободных носителей заряда в металлах и полупроводниках траекториями частиц считаются также окружностями. Радиусы окружностей определяются равенством центробежной и центростремительной (Лоренца) сил.

При перемещении проводника в направлении нормали к образующей проводника (рисунок 4,б) свободные заряды движутся вместе с проводником в одном направлении. Поэтому в постоянном магнитном поле на все заряды действует сила Лоренца в одном направлении. Она создает направленное движение электронов в проводнике, то есть электрический ток. Это явление используется в генераторах постоянного тока для преобразования механической энергии в электрическую.

Известно, что на проводник с током в магнитном поле действует сила Ампера (рисунок 4,в). В то же время электрический ток есть направленное движение заряженных частиц. На каждый движущийся заряд действует сила Лоренца в поперечном направлении  $\mathbf{f}_{\text{Лоренц}} = [e\mathbf{v}\mathbf{B}]$ . Такое движение заряженных частиц ограничено поверхностью проводника. Поэтому на проводник будет действовать сумма сил Лоренца, действующих на носители зарядов в отдельности. Это суммарное действие есть сила Ампера [14]:

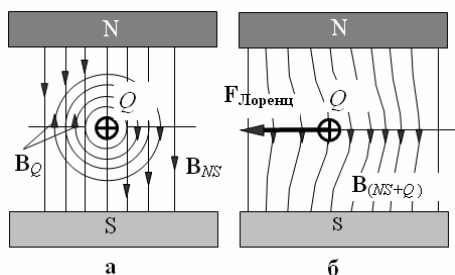
$$\mathbf{F}_{\text{Лоренц}} = \Sigma \mathbf{f}_{\text{Лоренц}} = ne [\mathbf{v}\mathbf{B}] = [\mathbf{j}\mathbf{B}] = \mathbf{F}_{\text{Ампер}}. \quad (8)$$

Таким образом, сила Ампера есть суммарная сила Лоренца, формирующаяся по тому же механизму. Направленное давление частиц на проводник перемещает проводник в магнитном поле в направлении силы Лоренца. Это явление используется в создании двигателей постоянного тока.

Во всех случаях сила Лоренца имеет одну и ту же физическую причину, основанную на стремлении всякой системы к минимуму свободной энергии. В рассматриваемом случае это проявляется как результат отталкивания силовых линий магнитного поля друг от друга или равномерного их распределения в пространстве. Математически это выражается как выравнивание градиента магнитной индукции выталкиванием источника создания градиента.

Пусть в стационарном магнитном поле  $\mathbf{B}_{NS}$  (рисунок 5,а) движется положительный заряд в перпендикулярном к плоскости рисунка направлении от наблюдателя. Вокруг движущегося за-

ряда образуется магнитное поле с направлением вектора магнитной индукции  $\mathbf{B}_Q$  по часовой стрелке. Это приведет к увеличению плотности суммарного магнитного поля  $\mathbf{B}_{(NS+Q)}$  справа и его уменьшению слева от заряда (рисунок 5,б). Силы отталкивания силовых линий через магнитное поле прилегают к заряженной частице и полюсам магнита. Сила, действующая на заряженную частицу, есть сила Лоренца  $\mathbf{F}_{\text{Лоренц}}$ . При симметричном поле относительно полюсов на каждый из них действует сила  $\mathbf{F}_{\text{Лоренц}}/2$  в противоположном направлении.



**Рисунок 5 – Схема образования силы Лоренца:**  
**а** – формы магнитных полей полюсов *N-S* (прямые силовые линии) и положительно заряженной частицы, движущейся от наблюдателя перпендикулярно к плоскости рисунка (круговые линии);  
**б** – форма суммарного магнитного поля с уплотненными силовыми линиями, отталкивающимися друг от друга. Силы отталкивания через магнитное поле прилегают к заряженной частице и полюсам магнита

Этим механизмом объясняются силы Ампера, возникающие между двумя проводниками с токами. Если один проводник закрепить, а ток во втором проводнике представить как независимое движение дискретных зарядов, то получится рассмотренная выше модель – движение электрических зарядов в стационарном магнитном поле. В случае прямоугольной рамки в магнитном поле задача решается аддитивно для двух проводников, параллельных оси вращения рамки и плоскостям полюсов (рисунок 5). В однородном магнитном поле силы выталкивания проводников равны, что приводит к образованию механического момента вращения, действующего на рамку с током. В неоднородном стационарном магнитном поле неравенство сил, действующих на проводники, приводит дополнительно к возникновению поперечной силы, определяемой также по механизму, рассмотренному с помощью рисунка 5. Этим механизмом объясняются все силовые взаимодействия движущихся зарядов с магнитными полями независимо от среды, в которой они движутся, но с учетом осо-

бенностей этих сред: магнитной и диэлектрической проницаемостей. Из результатов практики и экспериментов следует применимость магнитных сил и в изучении взаимодействий атомных частиц на поверхности и объеме твердых тел.

**Выводы.** Причиной силового действия магнитного поля на проводники с током и на движущиеся свободные заряженные частицы, не связанные с зарядовыми подсистемами фаз вещества, является возникновение вихревого магнитного поля вокруг движущейся заряженной частицы в плоскости, перпендикулярной к направлению движения независимо от фазы вещества, в которой движется или вместе с которой движется частица. При этом учитывается принцип минимизации свободной энергии суммарного магнитного поля: поля движущейся заряженной частицы и внешнего стационарного поля.

#### Библиографический список

1. Бессонов Л.А. Теоретические основы электротехники. Электромагнитное поле. – М.: Высшая школа, 1978. – 231 с.
2. Бессонов Л.А. Теоретические основы электротехники. – М.: Высш. школа, 1973. – 749 с.
3. Лавров В.М. Теория электромагнитного поля и основы распространения радиоволн. – М.: Изд. "Связь", 1964. – 368 с.
4. Калантаров П.Л., Нейман Р.Л. Теоретические основы электротехники. – М.: Гостехиздат, 1952. – 464 с. (С.30).
5. Тамм И.Е. Основы теории электричества. – М.: Наука, 1966.
6. Иродов И.Е. Электродинамика. Основные законы. – М.; СПб.: Физматлит. Невский диалект. Лаборатория базовых знаний, 2000. – 352 с.
7. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. 2 изд., – М., 1982.
8. Поль Р.В. Учение об электричестве. – М.: Физматгиз, 1962. – 515 с.
9. Лоренц Г.А. Теория электронов и ее применение к явлениям света и теплового излучения: пер. с англ. – М.: ОНТИ, 1956.
10. Беккер Р. Электронная теория. – М.; Л.: ОНТИ, 1936. – 416 с.
11. Физическая энциклопедия. – М.: Большая Российская энциклопедия, 1994. – Т.4. – С.618.
12. Джемс Клерк Максвелл. Статьи и речи. – М.: Наука, 1968. – 421. – С.54.
13. Максвелл Дж.К. Материя и движение. М., 2002. – 178 с.
14. Яворский Б.М., Детлаф А.А. Справочник по физике. – М.: Наука, 1996. – 624 с.