

# ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ДВИГАТЕЛИ ДЛЯ ПАРЯЩИХ ОБЪЕКТОВ

КНЯЗЬ А.И.

*Рассматриваются новые возможности технического применения эффекта давления электромагнитной волны. Усиление эффекта на четыре - шесть порядков достигается за счет использования равнопроницаемого (изоимпедансного) магнитодиэлектрика.*

*New possibilities of the electromagnetic wave pressure technical application are considered. Effect intensification by four - six orders takes place due to the isoimpedance magnetodielectrics utilization.*

**ВВЕДЕНИЕ.** Со времени открытия и измерения давления электромагнитной волны (света) [1,2] до настоящих дней сохранилось суждение о недостаточности его величины для создания электромеханических устройств практического назначения, например, для движения транспорта. Между тем, ситуация коренным образом изменяется, если использовать волновой материал - изоимпедансный магнитодиэлектрик (МД) с относительными проницаемостями  $\epsilon_r = \mu_r = \alpha = 10^4 - 10^6$  [3-7]. Прохождение волны в такой среде, а не в воздухе, сопровождается увеличением плотности запасаемой энергии в  $10^4 - 10^6$  раз. Соответственно, во столько раз увеличивается давление волны на преграду. Создаваемые на этой основе электромагнитные двигатели волнового давления (ДВД), обеспечивая любые типы движений (поступательное, возвратно-поступательное, вращательное, вибрационное и т.д.). обладают уникальными свойствами. Главным достоинством ДВД, как и у ракетного двигателя, является его автономность движения, не требующая «опоры» на окружающую среду. Дополнительно к этому, у электромагнитного ДВД отсутствуют такие недостатки ракетного двигателя как токсичность и взрывоопасность топлива, высокая температура газа и необходимость его истечения через трубу наружу.

**ПРИНЦИП ДЕЙСТВИЯ ДВД.** Принцип действия ДВД поясняет рис.1, причем, рассуждения справедливы как при

расположении ДВД на тележке (а), так и на взлетаемом вверх аппарате (б).

Антенна 1 излучает электромагнитную волну 2, уходящую в одну сторону, и волну 3, уходящую в другую сторону. Порознь каждая из этих волн создавала бы откатную силу действия на излучатель,

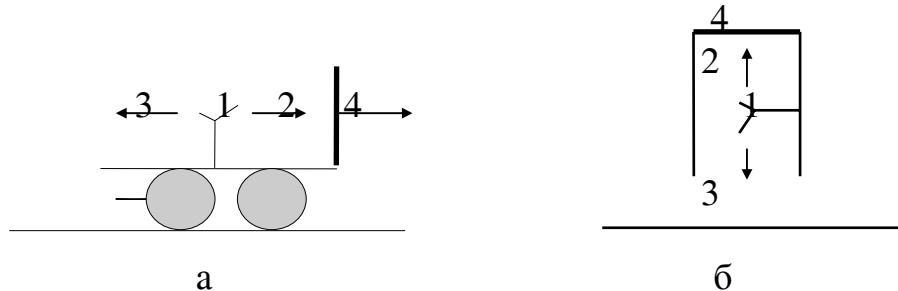


Рис. 1

которые теперь взаимно компенсируются. Волна 3 не может оказывать электромагнитного давления на какие-либо части объекта. А волна 2 падает на идеально поглощающую (неотражающую) стенку 4, передавая ей свою энергию. Создаваемое при этом давление обязано появлению токов проводимости и действию силы Ампера-Лоренца со стороны магнитного поля. Итак, эти простые рассуждения поясняют принципиальную возможность возникновения движения объекта под действием давления падающей на стенку электромагнитной волны.

Однако, величина амплитуды давления  $p_m^0$ , равная плотности запасаемой в воздухе электромагнитной энергии

$$p_m^0 = w_m^0 = \epsilon_0 E_0^2 = \mu_0 H_0^2 = 1 \text{Дж} / \text{м}^3 = 1 \text{Н} / \text{м}^2 = 10^{-4} \text{Н} / \text{см}^2,$$

очень мала даже при такой большой напряженности электрического поля как  $E_0 = 336 \text{ В} / \text{мм}$ . Для давления солнечного излучения имеем [1-3] еще гораздо меньшую величину  $\approx 10^{-9} \text{ Н} / \text{см}^2$ . Поэтому, вслед за классиками [1,2], интерес к эффекту давления электромагнитных волн (света) остался лишь в астрономии, где он поясняет образование хвостов у комет за счет давления излучения от Солнца.

В работе [3] показано, что подача на стенку (4) энергии не из воздуха, а из изоимпедансного (равнопроницаемого) МД повышает давление на четыре-шесть порядков. Подтвердим это важнейшее обстоятельство объяснениями с помощью понятий плотности энергии (а), электромагнитного импульса (б) и электромагнитной массы (в).

а) Размещенный перед стенкой изоимпедансный МД слой выполняет роль трансформатора сил и скоростей при неизменной амплитуде вектора Пойнтинга, ибо на границе воздух - МД слой

наблюдается равенство импедансов (отсутствие отражения). Если на входе МД слоя волна имеет скорость  $c_0$  и плотность запасаемой энергии  $w_m^0$ , то выходе получаем замедленную скорость  $c_0 / \alpha$ , но увеличенную плотность энергии  $\alpha w_m^0$ , т.е. увеличенную в  $\alpha$  раз удельную силу  $\alpha p_m^0$ , приложенную к стенке.

б) Второе доказательство производится с помощью понятия плотности электромагнитного импульса, присущего волне и определяемого для вакуума по формуле  $g_m^0 = \Pi_m^0 / c_0^2$ , где  $\Pi_m^0$  - амплитуда вектора Пойнтинга. Характерной является цитата из [8]: «Практически, точный вид выражения для электромагнитного импульса не имеет большого значения, поскольку множитель  $c_0^{-2}$  делает его слишком малым, чтобы он мог бы быть легко обнаружен». В используемом МД плотность электромагнитного импульса  $g_m$  повышается в  $\alpha^2$  раз:  $g_m = \Pi_m^0 / v_e^2 = \alpha^2 g_m^0$ , где также учтено, что именно изоимпедансный МД обеспечивает отсутствие отражения, т.е. прежнюю амплитуду вектора Пойнтинга. Итак, за счет использования изоимпедансного МД обеспечивается увеличение на 8-12 порядков сообщаемого телу механического импульса.

в) При сопоставлении электромагнитного ДВД с ракетным двигателем особенно наглядным будет учет возрастания плотности электромагнитной массы в  $\alpha^3$  раз, т.е. на 12-18 порядков. Преобразуем известную формулу связи между амплитудой вектора Пойнтинга  $\Pi_m$ , скоростью переноса энергии  $v_e$  и амплитудой плотности запасаемой в объеме  $\Delta V$  энергии  $w_m$ :

$\Pi_m = v_e w_m = v_e \Delta W_m / \Delta V = v_e^3 \Delta m_m / \Delta V$ , где учтена формула Эйнштейна - определение приращения электромагнитной энергии через приращение массы:  $\Delta W = v_e^2 \Delta m$ . В воздухе плотность массы была  $\rho_m^0 = \Pi_m^0 / c_0^3$ , а в МД стала равной  $\rho_m = \Pi_m^0 / v_e^3 = \alpha^3 \rho_m^0$ . В воздухе имеем очень малую плотность электромагнитной массы  $\rho_m^0 \approx 10^{-20} \text{ г / см}^3$  (сравните с плотностью массы атмосферного воздуха  $\rho = 1,3 \cdot 10^{-3} \text{ г / см}^3$ ), хотя для вышеуказанной напряженности  $E_0 = 336 \text{ В / мм}$  получаем весьма заметную плотность потока мощности  $\Pi_m^0 = E_0^2 / Z_0 = 300 \text{ Вт / мм}^2$ . В равнопроницаемом же МД при прежней величине  $\Pi_m^0$  имеем для плотности электромагнитной массы  $\rho_m = 10^{-8} - 10^{-2} \text{ г / см}^3$ .

Очевидно, что сила, действующая из МД на стенку, как реактивная сила за счет перемещающейся массы, может достигать величин, сопоставимых с силами давления газа.

ДВД С БЕГУЩЕЙ ВОЛНОЙ. От схемы действия ДВД (рис.1) переходим к конструкции ДВД с направляемой электромагнитной волной (рис.2). Отрезок коаксиального кабеля длиной  $L$  закрыт с торцов шайбами (стенками) 1,2, изготовленных из вышеуказанных материалов. Внутреннее пространство (3) коаксиального кабеля заполнено равнопроницаемым МД с проницаемостями  $\epsilon_r = \mu_r = \alpha = 10^4 - 10^6$ . Энергия от источника подводится через разъем 4, причем, принципиальным является то, что на границе МД - воздух (3-5) нет отражения.

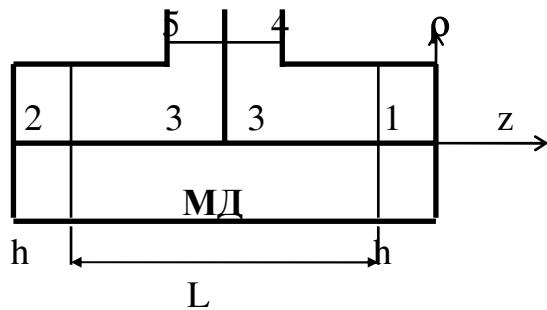


Рис.2

Будем рассматривать движение объекта вправо за счет создания давления электромагнитной волны на переднюю стенку 1 при устранении давления на заднюю стенку 2. Вначале опишем два варианта исполнения передней идеально поглощающей (неотражающей) стенки.

По первому из них проницаемости среды 1 отличаются от проницаемостей среды 3 лишь наличием по длине  $h$  небольшой электропроводности  $\sigma$ , т.е. для комплексных проницаемостей справедливы представления

$$\epsilon_c = \epsilon_0(1 - j\sigma/\omega\alpha\epsilon_0), \mu_c = \mu_0\alpha \quad (1)$$

при допущении  $\sigma/\omega\alpha\epsilon_0 = \operatorname{tg}\delta_e \ll 1$ . Если в МД среде 3 незатухающая волна имеет напряженности

$$E_\rho^{(3)} = Z_0 H_\phi^{(3)} = E_0 (\rho_1 / \rho) \cos(\omega t - k_0 \alpha z),$$

где  $\rho_1$  - радиус сечения внутреннего провода, то в стенке 1 наблюдается затухающая волна

$$E_\rho^{(1)} = Z_0 H_\phi^{(1)} = E_0 (\rho_1 / \rho) e^{-Z_0 \sigma z/2} \cos(\omega t - k_0 \alpha z).$$

За счет тока проводимости с плотностью  $\mathbf{J}_\rho = \sigma \mathbf{E}_\rho^{(1)}$  стенка 1 испытывает со стороны магнитного поля толкающую силу с объемной плотностью  $\bar{\mathbf{f}} = \bar{\mathbf{J}} \times \bar{\mathbf{B}}$ , т.е.

$$\bar{\mathbf{f}} = \bar{z}_0 0,5 \sqrt{\mu_0 \epsilon_0} \alpha \sigma E_0^2 (\rho_1 / \rho)^2 e^{-Z_0 \sigma z} [1 + \cos 2(\omega t - k_0 \alpha z)].$$

Средняя за период времени плотность силы, проинтегрированная по толщине стенки  $h$ , эквивалентна давлению со стороны волны на границу стенки 1:

$$p_{cp} = \int_0^h f_{cp} dz = 0,5 \epsilon \alpha (\rho_1 / \rho)^2 E_0^2 (1 - e^{-Z_0 \sigma h}).$$

При выборе  $h\sigma > 3 / Z_0$  это давление в  $\alpha$  раз превышает среднюю плотность энергии волны, когда она распространяется в кабеле с воздушным заполнением:

$$p_{cp} = 0,5 \alpha w_m^0 = 0,5 \epsilon \alpha (\rho_1 / \rho)^2 E_0^2. \quad (2)$$

По второму варианту можно исполнить переднюю стенку 1 как идеально «черный» поглотитель (по Зоммерфельду [9]). Вместо равенств (1), соответствующих слабому поглощению, теперь для среды 1 должны выполняться соотношения

$\epsilon_c = \epsilon_0 \alpha (1 - j\sigma / \omega \alpha \epsilon_0)$ ,  $\mu_c = \mu_0 \alpha (1 - jtg\delta_m)$ ,  $\sigma / \omega \alpha \epsilon_0 = tg\delta_m$ , (3) характеризующие материал с большими ( $tg\delta_m \gg 1$ ), но равноценными затуханиями для электрической и для магнитной составляющей волны. При этом импедансное согласование на границе сред 3-1 не нарушается, а в среде 1 волна сильно затухает:

$$E_\rho^{(1)} = Z_0 H_\phi^{(1)} = E_0 (\rho_1 / \rho) e^{-\alpha k_0 z tg\delta_m} \cos(\omega t - k_0 \alpha z),$$

откуда при  $h > 3\lambda_0 / 2\pi\alpha tg\delta_m$  после проведения нужных подстановок получим для эквивалентного давления прежнее выражение (2).

Теперь следует описать поведение задней стенки. Задняя стенка 2, поглощая энергию падающей волны, должна быть безсиловой. Это требование можно реализовать в нескольких вариантах. Первый из них состоит в создании МД газообразной среды, когда возникающие в газе токи проводимости и соответственно распределенные силы Ампера не передаются оболочкам коаксиального кабеля.

По второму варианту среду 2 следует создать как гистерезисный МД, где потери энергии наблюдаются при отсутствии макроскопических токов проводимости ( $\sigma = 0$ ). Комплексные проницаемости при этом есть:

$$\epsilon_c = \epsilon_0 \alpha (1 - jtg\delta_e), \mu_c = \mu_0 \alpha (1 - jtg\delta_m), tg\delta_e = tg\delta_m \gg 1. \quad (4)$$

Сравнение (3) с (4) показывает, что передняя стенка 1 является «силовой» благодаря  $\sigma \neq 0$ , а в задней стенке происходят «бесиловые» запаздывающие процессы поляризации и намагничивания при  $\sigma = 0$ .

ДВД СО СТОЯЧЕЙ ВОЛНОЙ. Рассмотренный выше ДВД с бегущей волной имеет тот очевидный недостаток, что даже в дистартовом состоянии требуется отбор значительной мощности от источника на покрытие потерь в стенках 1,2. Теперь же исследуем прежнюю конструкцию (рис.2), но со стенками 1,2 типа кз или хх, обеспечивающими режим стоячей волны. Подробности будут указаны для полуволнового ДВД, когда  $L = \lambda / 2 = \lambda_0 / 2\alpha$ , и с кз стенками (с пучностями напряженности магнитного поля на торцах резонатора).

В полуволновом коаксиальном резонаторе стоячая волна будет иметь напряженности:

$$\bar{E} = \bar{\rho}_0 \frac{I_m Z_0}{2\pi\rho} \cos \frac{2\pi z}{\lambda} \sin \omega_0 t, \quad \bar{H} = \bar{\Phi}_0 \frac{I_m}{2\pi\rho} \sin \frac{2\pi z}{\lambda} \cos \omega_0 t, \quad (5)$$

где  $I_m$  - амплитуда тока внутреннего провода в пучности (при  $z = \lambda / 4$ , если  $z=0$  соответствует середине резонатора). Пусть стенка 1 сделана из МД с дополнительной большой электропроводностью:  $\epsilon_c = \epsilon_0 \alpha (1 - j\sigma / \omega_0 \alpha \epsilon_0)$ ,  $\mu = \mu_0 \alpha$ ,  $\sigma / \omega_0 \alpha \epsilon_0 \gg 1$ . (6)

Из-за резко выраженного поверхностного эффекта можно использовать представление о поверхностном токе и находить давление на стенку 1 по формуле

$$\bar{p} = \bar{z}_0 0,5 \mu_0 \alpha H^2 = \bar{z}_0 \alpha \mu_0 I_m^2 (4\pi\rho)^{-2} (1 + \cos 2\omega_0 t).$$

Средняя за период сила есть

$$F_{cp} = 2\pi \int_{\rho_1}^{\rho_2} \rho p_{cp} d\rho = (8\pi)^{-1} \mu_0 \alpha I_m^2 \ln(\rho_2 / \rho_1). \quad (7)$$

Поскольку амплитуда электрического напряжения в пучности  $U_m$  выражается через  $I_m$  как  $U_m = I_m Z_c = I_m (2\pi)^{-1} Z_0 \ln(\rho_2 / \rho_1)$ , то (7) можно переписать в виде

$$F_{cp} = 0,25 \mu_0 \alpha I_m^2 Z_c / Z_0 = 0,25 \alpha \epsilon_0 U_m^2 Z_0 / Z_c, \quad (8)$$

где  $Z_0 = 377$  Ом, а  $Z_c$  - волновое сопротивление кабеля.

Задняя стенка 2 должна быть бесиловой, поэтому ее параметры определяются соотношениями:

$$\epsilon_c = \epsilon_0 \alpha (1 - j \operatorname{tg} \delta_e), \quad \mu = \mu_0 \alpha, \quad \sigma = 0, \quad \operatorname{tg} \delta_e \gg 1. \quad (9)$$

Согласно (9) в среде 2 отсутствуют токи проводимости, но создан сильный эффект линейного гистерезиса - запаздывания

электрического смещения по отношению к напряженности электрического поля. Поэтому волновое сопротивление среды  $Z_c = \sqrt{\mu / \epsilon_c} \rightarrow 0$ , и она выступает в роли безсиловой кз шайбы.

В соответствии с формулой (8) получена номограмма (рис.3), которая графически отображает связи между амплитудой силы  $F_m$  и амплитудой напряжения  $U_m$  в пучности или тока  $I_m$  в своей пучности. На левой вертикальной оси отложены значения максимальной реактивной мощности  $\omega_0 W_m^m = \pi Z_c I_m^2 = 157 I_m^2$  (при  $Z_c=50$  Ом), которая согласно определению добротности в Q раз превышает активную мощность  $P_u$ , отбираемую от источника на покрытие тепловых потерь. Если согласно рис.1,б рассматриваемый ДВД (рис.2) используется для отрыва тела от поверхности Земли, то полезно связать подъемную силу с массой тела на основании закона Ньютона  $0,5F_m = F_{cp} \approx 10m$ .

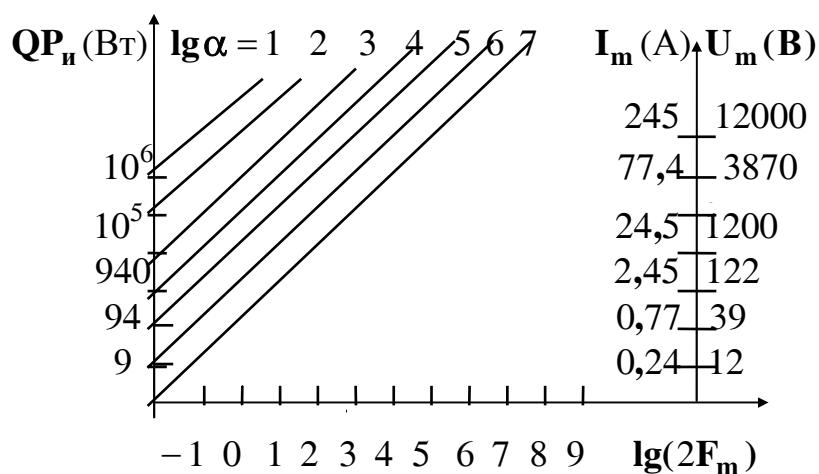


Рис.3

Например, если нужно поднять груз весом 25 кг, то для получения силы  $F_m = 0,5 \cdot 10^3$  Н ( $\lg(2F_m)=3$ ) можно взять МД заполнение с  $\alpha = 10^4$  и обеспечить амплитуду тока  $I_m = 774$  А (в шайбе 1) либо взять МД с  $\alpha = 10^5$  и ток  $I_m = 245$  А.

Если дистартовое запасание энергии в резонаторе производится от источника гармонического тока  $I_0 \cos \omega_0 t$ , то на резонансной частоте амплитуда пучности тока  $I_m$  превышает входной ток  $I_0$  в Q раз. Создавая резонатор с высокой добротностью, можно снизить

требование к величине тока источника. С помощью левой вертикальной оси удобнее определять  $QP_u$ , где  $P_u$  - активная мощность, отбираемая от источника. Так, при токе  $I_m = 245$  А от источника потребляется мощность  $P_u(\text{Вт}) = 9 \cdot 10^6 / Q$ . Если обеспечена добротность  $Q = 10^4$ , то необходима мощность  $P_u = 900$  Вт. При этом в резонаторе запасается максимум энергии величиной  $W_m^m = \pi Z_c I_m^2 / \omega_0$ . Например, при  $\alpha = 10^5$ ,  $\omega_0 / 2\pi = 10$  кГц имеем  $L = 15$  см, а  $W_m^m = 150$  Дж.

Интересным показателем является число Вт активной мощности в дистартовом состоянии на каждую единицу подъемной силы 1Н:

$$\eta = \frac{P_u}{F_{cp}} = \frac{\omega_0 W_m^m}{Q F_{cp}} = \frac{4\pi c_0}{\alpha Q} \approx \frac{4 \cdot 10^9}{\alpha Q}. \quad (10)$$

По формуле (10) построен рис. 4, который показывает, что при  $\eta > 4$  кВт / Н (выше горизонтальной штриховой линии) имеем нерабочую область, ибо нереально требовать от источника мощность  $P_u > 4$  кВт, чтобы поднять 100 г веса. Показанный на рис. 4 треугольник, по-видимому, соответствует рабочей области, где удается найти разумный компромисс между требованиями к: мощности источника  $P_u$ , проницаемостям среды  $\alpha$ , добротности резонатора  $Q$ .

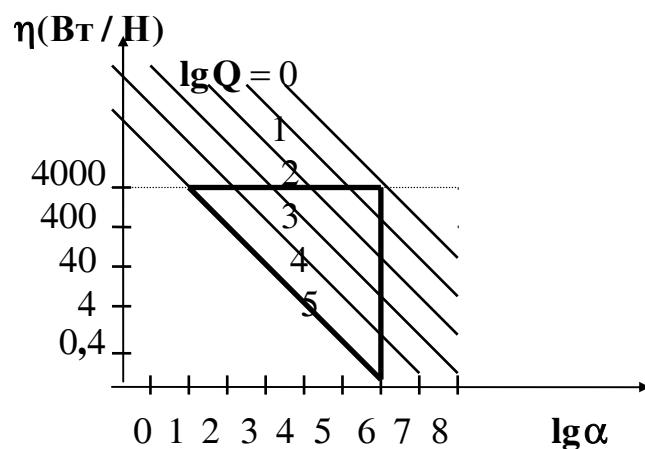


Рис.4

Приведенные выше соотношения (1),(3),(4),(6),(9) для проницаемостей сред 1,2 описывают лишь те варианты возможного исполнения стенок, когда последние свободны от сил, возникающих на границах диэлектрик-диэлектрик и магнетик-магнетик. Это сделано с целью существенного сокращения выкладок и пояснений.

Учет таких дополнительных сил может выполняться по известным формулам [10], приводя как к ослабленной толкающей силе, так и, в некоторых ситуациях, к ее возрастанию. В работе рассмотрены лишь некоторые принципиальные положения для машин, использующих давление электромагнитной волны. За рамками статьи оказались, например, такие вопросы: переход к уравнениям электродинамики движущихся сред после начала движения объекта (см. [3]), принципы взаимообратимости машин для рассмотрения их генераторных режимов, варианты сочетаний исполнения передней и задней стенок, вопросы электрической прочности конструкций по току и по напряжению и т.д.

**ЗАКЛЮЧЕНИЕ.** Теоретические основы для создания электромагнитных машин волнового давления и электромагнитных летательных аппаратов получаются путем нетрадиционного объединения положений волновой электродинамики и силовой электромеханики. Можно прогнозировать развитие еще одной области технического применения электромагнитной энергии - **силовой волнотехники**, занимающейся созданием устройств и сред, движущихся (колеблющихся) под действием давления (тяжения) электромагнитных волн. Решающую роль при этом будут играть новые материалы - волновые магнитодиэлектрики и изоимпедансные металловоздушные структуры [3-6]. Сказочные и фантастические мысли о «коврах-самолетах» и «летающих тарелках» получат реальное воплощение после создания и использования электромагнитных двигателей волнового давления.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Maxwell J.C. Treatise on Electricity and Magnetism. Oxford, 1873.
2. Lebedev P.N. Rapports presente`s au Congres Internationale de Physique, v.2, 1900, p.133-140.
3. Князь А.И., Князь А.А. Полнопрозрачные среды и структуры. Одесса: Издание УНИИРТ, 1996. - 80 с.
4. Князь А.И. Электродинамика информационных систем. М.: Радио и связь, 1994. - 392 с.
5. Князь А.И. Бинарные материалы в устройствах радиоэлектроники. Одесса: Издание УГАС, 1994. - 80 с.
6. Князь А.И. Изоимпедансные магнитодиэлектрики как формирователи волновых процессов, Электричество, 9, 1996, с.72-75.

7. Knyaz A.I. Circular Waves in the Channel Waveguides. - Trans.of 14 Intern. Sympos. On Electromagnet. Theory, Australia, 1992.
8. Стрэттон Дж.А. Теория электромагнетизма. М.:ГИТТЛ, 1948, 540 с.
9. Захарьев Л.Н., Леманский А.А. Рассеяние волн «черными» телами. - М.: Сов.Радио.1972. - 288 с.
10. Купфмюллер К. Введение в теоретическую электротехнику. М.: Энергия, 1960, 464 с.

Electromagnetic Engines for Soaring Objects