

ТЕРМОДИФФУЗИОННЫЙ УНИПОЛЯРНЫЙ ЭЛЕКТРОГЕНЕРАТОР

Г.С.БИСНОВАТЫЙ-КОГАН^{1,2}, М.В.ГЛУШИХИНА¹

Поступила 30 июля 2024

Рассмотрена модель проводящего цилиндра с радиальным температурным градиентом, который создает в окружающем вакууме растущее во времени электрическое поле. Указаны условия, при которых такая модель функционирует. Генерация электрического поля происходит в том числе и при наличии магнитного поля вдоль оси цилиндра. В статье обсуждаются взаимодействия теплового потока, магнитного поля и распределения заряда. Рассмотрены четыре модели с различными условиями снабжения электронами от центрального источника и возможностью либо захватывать электроны внутри цилиндра, либо позволять им свободно покидать его через внешнюю границу.

Ключевые слова: *проводящий цилиндр; электрическое поле; термодиффузия; униполярная индукция*

1. *Введение.* Генерация электрического поля вращающимся униполярным индуктором - хорошо известный классический электродинамический эффект [1]. В космических объектах он наблюдался астрономами с середины прошлого века. Идея ускорения заряженных частиц вращающимися намагниченными звездами в качестве униполярных индукторов была впервые предложена Терлецким в 1945г. [2]. Позднее несколько авторов рассматривали возможность ускорения заряженных частиц униполярным индукционным полем Солнца и звезд для объяснения происхождения космических лучей [3-7].

После открытия радиопульсаров Голдрайх и Джулиан [8] применили этот механизм для описания процессов в магнитосфере пульсара. В настоящее время этот механизм рассматривается как один из наиболее важных для ускорения электронов и протонов, потери энергии вращения намагниченных нейтронных звезд и формирования туманностей пульсарного ветра (PWN).

Униполярная индукция рассматривалась как эффективный механизм извлечения энергии вращения из вращающейся керровской черной дыры, окруженной сильно замагниченной плазмой. Авторы предлагали различные названия этому эффекту: динамо-машина черной дыры [9], униполярная индукционная батарея [10], поверхностная батарея [11]. Проблемы, возникающие при применении механизма униполярной индукции в замагниченной

плазме, окружающей керровскую черную дыру, обсуждались в статье Окамото [12].

Действие униполярного механизма на спутнике Юпитера Ио было рассмотрено Голдрайхом и Линденом-Беллом в 1969г. [13]. Они предположили, что ускоренный этим механизмом поток электронов от Ио вызывает наблюдаемые всплески декаметрового излучения Юпитера при взаимодействии с его ионосферой.

Магнитное поле линейного тока, окруженного идеально проводящим цилиндром с зазором, было рассмотрено Леонтовичем [14]. Свойства плазменного цилиндра для различных условий были исследованы Таммом [15]. Эти работы были выполнены в связи с началом работ над созданием термоядерного реактора, который еще находится на стадии строительства.

В данной статье мы предлагаем механизм униполярной индукции, в котором рассматривается проводящий цилиндр с радиальным градиентом температуры, выполняющим роль вращающегося замагниченного цилиндра [1]. Рассматривая упрощенную цилиндрическую модель в однородном магнитном поле и без него, мы исследуем взаимодействие теплового потока, магнитного поля и распределения заряда в этой модели. Наибольшее внимание уделено варианту с растущим электрическим полем в вакууме.

Наличие радиального теплового потока, приводящего к созданию радиального электрического тока за счет эффекта термодиффузии, а также наличие азимутального магнитного поля, создаваемого возможным электрическим током вдоль оси, не нарушает цилиндрическую симметрию. В лаборатории появления электрического тока вдоль оси цилиндра можно избежать, используя два одинаковых потока электронов, движущихся противоположно. В дальнейшем изложении везде принимается отсутствие продольного тока от внешних источников $j_z = 0$, а также пренебрегается инерцией электронов в макроскопических явлениях.

2. Магнитные поля и электрические токи в проводящем цилиндре. Рассмотрим цилиндр, предположительно, с невырожденной, нерелятивистской плазмой, с нулевой скоростью вещества, с градиентом температуры, направленном вдоль радиуса, с возможным однородным магнитным полем B вдоль оси Z . Предполагается, что единственный источник тепла и электронов расположен вблизи оси цилиндра и представлен равномерно нагретым цилиндром с радиусом $R_1 \ll R_0$, где R_0 - внешний радиус цилиндра, R_1 - радиус внутреннего цилиндра, внутренней "струны".

Коэффициенты переноса, определяющие тепловой поток и диффузию в плазме, имеют тензорную структуру в магнитном поле. Это означает, что направление теплового и диффузионного потоков не совпадает с направлением

соответствующих векторов электрического поля $\mathbf{E}$ и градиента температуры ∇T , ответственных за формирование этих потоков. Часть вектора электрического тока $\mathbf{j}$ связана с вектором электрического поля $\mathbf{E}$, составляющим основную часть вектора диффузии $\mathbf{d}$, с помощью тензора электропроводности $\overset{\leftrightarrow}{\sigma}_E$. Другая часть $\mathbf{j}$ связана с вектором температурного градиента $\mathbf{T}$ тензором $\overset{\leftrightarrow}{\sigma}_T$.

В работах [16-18] были рассчитаны компоненты четырех тензоров кинетических коэффициентов - теплопроводности, диффузии, термодиффузии и диффузионного термоэффекта для различных условий, включая сильно вырожденную плазму.

Соотношения для теплового потока q_i и скорости диффузии v_i записываются в следующем виде:

$$q_i = q_i^{(T)} + q_i^{(D)} = -\left(\lambda^{(1)}\delta_{ij} - \lambda^{(2)}\varepsilon_{ijk} B_k + \lambda^{(3)} B_i B_j\right) \frac{\partial T}{\partial x_j} - \frac{en_e}{kT} \left(v^{(1)}\delta_{ij} - v^{(2)}\varepsilon_{ijk} B_k + v^{(3)} B_i B_j\right) E_j, \quad (1)$$

$$\langle v_i \rangle = \langle v_i^{(D)} \rangle + \langle v_i^{(T)} \rangle = -\frac{en_e}{kT} \left(\eta^{(1)}\delta_{ij} - \eta^{(2)}\varepsilon_{ijk} B_k + \eta^{(3)} B_i B_j\right) E_j - \left(\mu^{(1)}\delta_{ij} - \mu^{(2)}\varepsilon_{ijk} B_k + \mu^{(3)} B_i B_j\right) \frac{\partial T}{\partial x_j}. \quad (2)$$

Индексы (T) и (D) соответствуют тепловому потоку и скорости диффузии электронов, определяемых градиентом температуры $\partial T/\partial x_j$ и электрическим полем E_i (как части вектора диффузии) соответственно.

Кинетические коэффициенты $\lambda^{(i)}$, $\mu^{(i)}$, $\eta^{(i)}$ и $v^{(i)}$ определяют тепловые и диффузионные потоки в следующих направлениях. Верхние индексы (1) определяют вышеупомянутые потоки вдоль температурного градиента $\partial T/\partial x_j$, или вектора диффузии d_i . Верхние индексы (3) связаны с направлением вдоль магнитного поля; а верхние индексы (2) определяют потоки, перпендикулярные плоскости, определяемой вектором магнитного поля B_i и любым из векторов $\partial T/\partial x_j$ или d_i . Эти потоки называются холловскими q_{Hall} и j_{Hall} .

Плазма в оболочках нейтронных звезд является столкновительной из-за высокой плотности. Газ электронов там находится в кристаллической решетке тяжелых ядер, с которыми сталкиваются электроны.

Один из первых расчетов кинетических коэффициентов в замагниченной плазме путем решения уравнения Больцмана с использованием метода Чепмена-Энскога [19] был выполнен Брагинским [20,21]. Кинетические коэффициенты для полностью ионизированной намагниченной плазмы были рассчитаны путем прямого численного расчета уравнения Фоккера-Планка в работе [22]. В работах [16,18] аналитические выражения для четырех тензорных кинети-

ческих коэффициентов в намагниченной плазме были получены путем решения уравнения Больцмана в трехполиномиальном приближении, уточнив двухполиномиальные результаты [20,21].

Мы используем кинетические коэффициенты, полученные в приближении Лоренца [19]. В этом приближении кинетические коэффициенты в отсутствии магнитного поля рассчитываются из точного решения линеаризованного уравнения Больцмана [19,23,24]. Погрешности результатов в приближении Лоренца не превышают 50%, что достаточно для качественного описания процессов в рассматриваемой задаче.

При цилиндрической симметрии $\partial/\partial z = \partial/\partial \phi = 0$, единственными ненулевыми величинами остаются: q_r , q_ϕ , j_r , j_ϕ , B_z , E_r . Для невырожденных электронов из (1), (2), используя определения плотности электрического тока:

$$j_i = -n_e e \langle v_i \rangle, \quad (3)$$

в присутствии магнитного поля вдоль оси цилиндра имеем следующие соотношения:

$$q_r = -\lambda^{(1)} \frac{dT}{dr} - \frac{en_e}{kT} v^{(1)} E_r, \quad q_\phi = -B_z \left(\lambda^{(2)} \frac{dT}{dr} + \frac{en_e}{kT} v^{(2)} E_r \right), \quad (4)$$

$$v_r = -\mu^{(1)} \frac{dT}{dr} - \frac{en_e}{kT} \eta^{(1)} E_r, \quad v_\phi = -B_z \left(\mu^{(2)} \frac{dT}{dr} + \frac{en_e}{kT} \eta^{(2)} E_r \right), \quad (5)$$

$$j_r = en_e \left(\mu^{(1)} \frac{dT}{dr} + \frac{en_e}{kT} \eta^{(1)} E_r \right), \quad j_\phi = B_z en_e \left(\mu^{(2)} \frac{dT}{dr} + \frac{en_e}{kT} \eta^{(2)} E_r \right). \quad (6)$$

Коэффициенты теплопроводности и термодиффузии, рассчитанные в приближении Лоренца для случая нулевого магнитного поля, записываются в виде:

$$\tilde{\lambda}_T = \frac{320 k^2 T n_e}{3\pi m_e} \tau_e, \quad (7)$$

$$\mu^{(1)} = \frac{16k}{m_e \pi} \tau_e \equiv \frac{\sigma_T}{en_e}. \quad (8)$$

Из выражения для плотности электрического тока, можно записать его часть, связанную с градиентом температуры, используя коэффициент термодиффузии, в виде:

$$j_r^T = -n_e e \langle v_r^T \rangle = -n_e e \left(-\mu^{(1)} \frac{dT}{dr} \right) = \sigma_T \frac{dT}{dr}. \quad (9)$$

Здесь и далее используются следующие параметры плазмы: ларморовская частота электрона $\omega_B = eB/m_e c$, время между eN столкновениями

$\tau_e = \frac{3}{4} \sqrt{\frac{m_e}{2\pi}} \frac{(kT)^{3/2}}{Z^2 e^4 n_N \Lambda}$, коэффициент тепловой электропроводности σ_T , который в приближении невырожденного газа Лоренца определен в [24]; n_e , n_N - концентрации электронов и ядер с атомным номером Z , Λ - кулоновский логарифм.

Коэффициенты электропроводности σ_E и диффузионного термоэффекта λ_E записываются в виде

$$\sigma_E = n_e \eta^{(1)} = \frac{32}{3\pi} \frac{e^2 n_e}{m_e} \tau_e, \quad \lambda_E = n_e v^{(1)} = \frac{128}{3\pi} \frac{ekT n_e}{m_e} \tau_e. \quad (10)$$

Таким образом, тепловой поток q_i и электрический ток j_i в немагнитной плазме записываются в виде:

$$q_r = -\tilde{\lambda}_T \frac{dT}{dr} - \lambda_E E_r, \quad j_r = \sigma_T \frac{dT}{dr} + \sigma_E E_r. \quad (11)$$

При наличии магнитного поля вдоль оси цилиндра нам нужно использовать одно из уравнений Максвелла для расчета дополнительного магнитного поля B_z , создаваемого азимутальным электрическим током, возникающим из-за эффекта Холла [25]. В отсутствии продольного тока, запишем необходимые нам компоненты в следующем виде:

$$\text{rot} \mathbf{B} = \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}, \quad \frac{dB_r}{dz} - \frac{dB_z}{dr} = \frac{4\pi}{c} j_\phi, \quad \frac{1}{r} \frac{d}{dr} (r B_\phi) - \frac{1}{r} \frac{dB_r}{d\phi} = \frac{4\pi}{c} j_z. \quad (12)$$

При этом надо различать сторонние электродвижущие силы, связанные с градиентом температуры, и электрические силы, действующие внутри проводящей среды, см. обсуждение этого вопроса в книге Тамма [1]. Ненулевые составляющие вектора плотности электрического тока j_i в цилиндре определяются следующим образом [19],

$$j_r = \frac{\sigma_T (\nabla T)_r + \sigma_E E_r}{1 + \omega_B^2 \tau_e^2}, \quad j_\phi = \frac{(\sigma_T (\nabla T)_r + \sigma_E E_r) \omega_B \tau_e}{1 + \omega_B^2 \tau_e^2}, \quad j_z = 0. \quad (13)$$

Принимая во внимание симметрию цилиндра, стационарность нашей модели и уравнения (12) и (13), записываем уравнения Максвелла (12) как:

$$B_r = B_\phi = 0, \quad \frac{c}{4\pi} \frac{dB_z}{dr} = \frac{(\sigma_T (\nabla T)_r + \sigma_E E_r) \omega_B \tau_e}{1 + \omega_B^2 \tau_e^2}. \quad (14)$$

Определяемая таким образом "холловская" компонента магнитного поля B_z является добавкой (предположительно малой) к исходному продольному магнитному полю, которое определяет ларморовскую частоту ω_B . Основной целью данной работы является построение модели генератора электрического поля в плазменном или металлическом цилиндре с радиальным градиентом температуры. Использовано приближение Лоренца для кинетических коэффи-

циентов. Отклонения от более точных формул в плазме составляют около нескольких десятков процентов, но, используя их, мы получаем простое аналитическое решение уравнения. В оболочке нейтронной звезды, где материя находится в состоянии кулоновского кристалла, результаты приближения Лоренца почти точны.

Связь векторов $\mathbf{j}$ и $\mathbf{V}$, определяемая уравнением Максвелла, рассматривается для двух различных условий на внутренней и внешней границах цилиндра.

I. Электроны пересекают внешнюю границу без какой-либо подачи электронов из центра. Стационарное состояние устанавливается при положительном заряде цилиндра, нулевом электрическом токе и ненулевом радиальном электрическом поле $E_r(r)$, как внутри, так и вне цилиндра. Эта модель рассмотрена в разделе 3.1, см. рис.1.

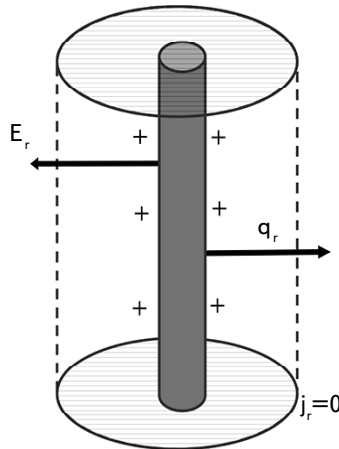


Рис.1. Модель цилиндра со свободной внешней границей без подачи электронов из центра. Цилиндр переходит в стационарное состояние, приобретая положительный электрический заряд, который создает внутреннее и внешнее радиальное электрическое поле и обнуляет электрический ток. Тепловой поток за пределами цилиндра определяется диффузией фотонов. Рисунки здесь и далее приведены для случая нулевого магнитного поля.

II. Электроны поступают из центра, но не могут пересечь внешнюю границу. Стационарное состояние не устанавливается. Электрическое поле внутри цилиндра не создается, а электрический ток поддерживается температурным градиентом, как и в случае I. Отрицательный заряд на внешней границе со временем увеличивается, создавая растущее электрическое поле $E_r(t)$ за пределами цилиндра. Эта модель рассмотрена в разделе 3.2, см. рис.2.

III. Электроны не могут пересечь никакой границы, общий электрический заряд цилиндра с радиальным тепловым потоком остается равным нулю, но

образуется внутреннее электрическое поле, которое сводит на нет электрический ток. Процессы в таком цилиндре рассмотрены в разделе 3.3, см. рис.3.

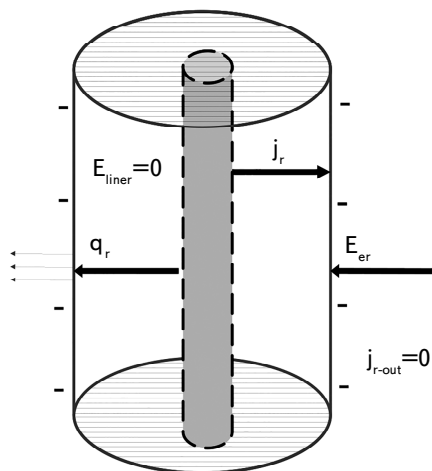


Рис.2. Модель цилиндра с непрерывной подачей свободных электронов от центрального источника и без пересечения ими внешней границы. На внешней границе образуется отрицательный заряд, внешнее электрическое поле E_r со временем увеличивается из-за увеличения поверхностного отрицательного заряда, но внутреннее электрическое поле остается равным нулю. Тепловой поток за пределами цилиндра определяется диффузией фотонов.

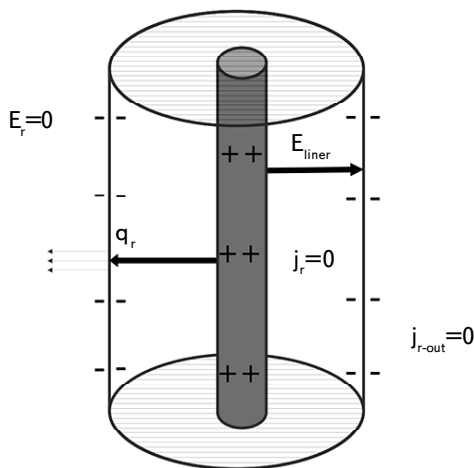


Рис.3. Модель цилиндра без снабжения электронами из центрального источника и без проникновения через внешнюю границу. Положительный центральный заряд образуется на оси, а отрицательный - на внешней границе. В стационарном состоянии внешнее электрическое поле равно нулю, как и электрический ток, из-за нулевого общего электрического заряда цилиндра и уравнивания действия теплового потока и электрического поля внутри него. Тепловой поток снаружи цилиндра определяется диффузией фотонов.

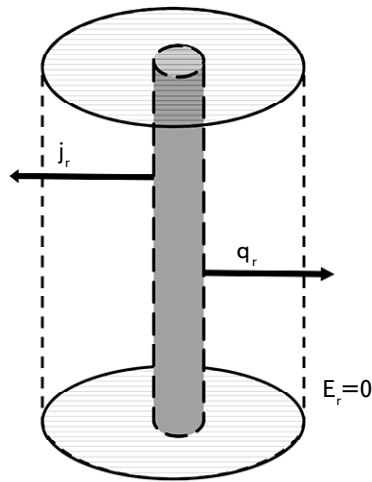


Рис.4. Модель цилиндра со свободной внешней границей и свободным поступлением электронов от центрального источника из [25]. Полный радиальный тепловой поток внутри цилиндра Q считается постоянной величиной, электрическое поле E_r равно нулю. Тепловой поток за пределами цилиндра определяется диффузией фотонов и потоком электронов.

IV. Электроны свободно пересекают внешнюю и внутреннюю границы цилиндра таким образом, что радиальное электрическое поле не создается, и можно считать, что $E_r=0$ везде. В этом случае нужна непрерывная подача электронов вблизи оси цилиндра. В нашей упрощенной модели это выглядит искусственным, но в более сложной модели с нейтронной звездой могло бы реализоваться нечто похожее. Идеализированная одномерная модель рассмотрена в разделе 3.4, см. рис.4.

Тепловой поток вне цилиндра полностью определяется фотонным излучением с поверхности на рис.2, 3 и частично на рис.1, 4.

3. Модели с открытыми и закрытыми границами.

3.1. *Модель I. Электроны свободно пересекают внешнюю границу цилиндра без поступления электронов из центра.* Электроны пересекают внешний радиус цилиндра под действием радиального теплового потока, увеличивая положительный заряд цилиндра. В этом случае электроны вылетают через внешнюю границу до того момента, когда действие положительного электрического заряда, сформированного на внутреннем цилиндре, не уравнивает действие теплового потока, см. рис.1. Величина такого электрического поля определяется из условия $j_r=0$ в (11) при магнитном поле равно нулю. Используя для учета влияния магнитного поля приближение лоренцевого газа (13), получаем при $j_r=0$ такую же связь электрического поля с градиентом температуры. Стационарный тепловой поток в этой

модели определяется из соотношений:

$$j_r = j_\phi = 0, \quad E_r = -\frac{\sigma_T}{\sigma_E} \frac{dT}{dr},$$

$$q_r = -\left(\tilde{\lambda}_T - \lambda_E \frac{\sigma_T}{\sigma_E}\right) \frac{dT/dr}{1 + (\omega_B \tau_e)^2} = -\frac{2}{5} \frac{\tilde{\lambda}_T}{1 + (\omega_B \tau_e)^2} \frac{dT/dr}{dr}, \quad q_\phi = q_r \omega_B \tau_e. \quad (15)$$

Здесь Q - постоянный радиальный тепловой поток, выходящий из единицы длины цилиндра. Радиальный тепловой потока на единицу площади равен $q_r = Q/(2\pi r)$. Распределение температуры и электрического поля по радиусу цилиндра записываются в виде:

$$\frac{dT}{dr} = -\frac{5}{2\tilde{\lambda}_T} \left[1 + (\omega_B \tau_e)^2\right] q_r,$$

$$E_r = \frac{\sigma_T}{\sigma_E} \frac{5}{2\tilde{\lambda}_T} \left[1 + (\omega_B \tau_e)^2\right] q_r = \frac{5\sigma_T}{2\sigma_E \tilde{\lambda}_T} \left[1 + (\omega_B \tau_e)^2\right] \frac{Q}{2\pi r}. \quad (16)$$

При постоянных физических параметрах по радиусу σ_T , λ_E , $\tilde{\lambda}_T$, $\omega_B \tau$ такое распределение электрического поля создается линейной плотностью положительного заряда ρ_e на оси цилиндра с

$$\rho_e = \frac{5\sigma_T}{2\sigma_E \tilde{\lambda}_T} \left[1 + (\omega_B \tau_e)^2\right] \frac{Q}{2\pi}, \quad (17)$$

и нулевой плотностью электрического заряда в самом цилиндре. Считаем, что центральный цилиндр имеет очень малый, но конечный радиус.

3.2. Модель II. Электроны непрерывно поступают из центральной области, но не пересекают внешнюю границу цилиндра. В этом случае предполагается, что электроны могут проникать в цилиндр вблизи центральной оси, из центрального цилиндра очень малого радиуса.

Стационарное состояние в этом случае не устанавливается. Электрическое поле внутри цилиндра не создается, а электрический ток поддерживается температурным градиентом, как и в случае I. Отрицательный заряд накапливается на внешней границе, увеличивается со временем, создавая растущее электрическое поле $E_r(t)$ за пределами цилиндра, см. рис.2. Очевидно, что отрицательный заряд граничной окружности единичной длины ρ_{eb} и напряженность внешнего электрического поля вокруг цилиндра линейно растут со временем, и при нулевом магнитном поле определяются соотношениями:

$$\rho_{eb} = -\frac{\sigma_T}{\tilde{\lambda}_T} Q t, \quad E_{er} = -2 \frac{\rho_{eb}}{r}, \quad (18)$$

при $r \geq R$:

3.3. Модель III. Электроны не пересекают никаких границ цилиндра, общий электрический заряд остается нулевым. В этом случае электроны собираются вблизи внешней границы цилиндра, а сам цилиндр приобретает положительный заряд, создавая внутреннее электрическое поле, которое в стационарном состоянии останавливает электрический ток, см. рис.3. Это электрическое поле определяется из условия $j_i = 0$, см. (11) для нулевого магнитного поля. При наличии продольного магнитного поля возникает электрическое поле той же величины, как следует из упрощенного учета влияния магнитного поля в модели газа Лоренца (13). Тепловой поток при этом определяется соотношениями (15). Отличие от случая II заключается в нулевом значении общего электрического заряда цилиндра в неподвижном состоянии. В этом случае он не заряжен, в отличие от случая I, когда цилиндр приобретает общий положительный электрический заряд на внутренней струне, в соответствии с (17). Отметим, что в отсутствии электрического тока в среде с градиентом температуры, коэффициент теплопроводности λ_T в 2.5 раза меньше коэффициента $\tilde{\lambda}_T$ из (7), (11), в котором не наложено условие отсутствия электрического тока. Так как в большинстве стационарных объектов электрический ток и другие диффузионные движения отсутствуют, в литературе принято называть коэффициентом теплопроводности именно величину $\lambda_T = 2/5\tilde{\lambda}_T$ [19].

3.4. Модель IV, со свободными выходящими и входящими электронами. В этом случае электроны свободно пересекают границу цилиндра и получают приток электронов из центральной области. Плотность электрического заряда не возникает, и мы получаем $E_i = 0$, см. рис.4. Процессы, происходящие в такой модели, были подробно проанализированы в статье [25], где рассматривалась роль токов Холла в формировании результирующего магнитного поля в проводящем намагниченном цилиндре. Аналитические решения и численные расчеты были получены для условий, близких к параметрам плазмы в коре нейтронных звезд, и для плазмы в лаборатории.

4. Обсуждение. Модель электрического генератора в виде цилиндра с радиальным тепловым потоком, могла бы быть сконструирована в лаборатории, с использованием металлического или плазменного цилиндра с сильно нагретой осью.

Специфической особенностью данной модели электрогенератора является возможность создания устройства, в котором электрическое поле нарастает с течением времени при сохранении параметров модели. Физический предел напряженности генерируемого поля достигается, когда напряженность наведенного поля становится равной порогу выброса электронов. Это поле

становится стационарным и не меняется со временем.

Аналогичная ситуация может возникнуть в нейтронной звезде после ее рождения. Некоторые слои нейтронной звезды могут стать электрически заряженными, и при аккреции, в результате поступления внешних электронов и из-за выброса электронов электрическим полем нейтронная звезда может приобрести ненулевой электрический заряд. Применение этой модели для получения реалистичных параметров нейтронной звезды требует дальнейшего рассмотрения.

Такие модели необходимы для изучения магнитотепловой эволюции магнитного и электрического полей в нейтронных звездах и белых карликах с учетом анизотропных потоков тепла и электрического тока, обусловленных магнитными полями и холловскими членами в коэффициентах переноса.

Работа выполнена при поддержке темы "Звезды" ИКИ РАН.

¹ Институт космических исследований РАН, e-mail: gkogan@cosmos.ru

² НИЯУ МИФИ

THERMODIFFUSION UNIPOLAR ELECTRIC GENERATOR

G.S.BISNOVATYI-KOGAN^{1,2}, M.V.GLUSHIKHINA¹

The model of a conductive cylinder with a radial temperature gradient that creates an electric field growing over the time in the surrounding vacuum is considered. The conditions under which such a model exists are discussed. The generation of an electric field also occurs in the presence of a magnetic field along the axis of the cylinder. The article discusses the interactions of heat flux, magnetic field and charge distribution. Four models are considered with different conditions for the supply of electrons from a central source and the ability to either capture electrons inside the cylinder, or to allow them to leave freely through the outer boundary.

Keywords: *conducting cylinder: electrical field: thermodiffusion: unipolar induction*

ЛИТЕРАТУРА

1. *И.Е.Тамм*, Основы теории электричества, М. Наука, 1976.
2. *Я.П.Терлецкий*, ДАН СССР, **47**, 104, 1945.
3. *Я.П.Терлецкий*, ЖЭТФ, **16**, 403, 1946.
4. *L.Davis*, Phys. Rev., **72**, 632, 1947.
5. *Я.П.Терлецкий*, Вестник Московского Университета, Серия 3: Физика, Астрономия, **1**, 75, 1948.
6. *Я.П.Терлецкий*, ЖЭТФ, **19**, 1059, 1949.
7. *W.L.Ginzburg, H.Vogel*, Fortschritte der Physik, **1**, 659, 1953.
8. *P.Goldreich, W.H.Julian*, Astrophys. J., **157**, 869, 1969.
9. *R.L.Znajek*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **185**, 833, 1978.
10. *E.S.Phinney*, Astrophysical Jets; D. Reidel Publishing Company, 1982.
11. *К.Торн, Р.Прайс, Д.Макдональд*, Черные дыры мембранный подход; Мир, 1988.
12. *I.Okamoto*, Publ. Astron. Soc. Japan, **67**, 5, 2015.
13. *P.Goldreich, D.Lynden-Bell*, Astrophys. J., **156**, 59, 1969.
14. *М.А.Леонтович*, Физика плазмы и проблема управляемых термоядерных реакций, **1**, 222, 1958.
15. *И.Е.Тамм*, Физика плазмы и проблема управляемых термоядерных реакций, **1**, 30, 1958.
16. *G.S.Bisnovaty-Kogan, M.V.Glushikhina*, Plasma Phys. Rep., **44**, 405, 2018.
17. *Г.С.Бисноватый-Коган, М.В.Глушихина*, Физика Плазмы, **44**, 1, 2018.
18. *М.В.Глушихина*, Физика Плазмы, **46**, 121, 2020.
19. *С.Чепмен, Т.Каулинг*, Математическая теория неоднородных газов, М., Изд. Иностранной Литературы, 1960.
20. *С.И.Брагинский*, ЖЭТФ, **33**, 459, 1957.
21. *С.И.Брагинский*, Вопросы теории плазмы, ред. М.А.Леонтович, Госатомиздат, М., **1**, 183, 1963.
22. *E.M.Epperlein, M.G.Haines*, Phys. Fluids, **29**, 1029, 1986.
23. *E.Schatzman*, White dwarfs; North-Holland Publishing Company, 1958.
24. *G.Bisnovaty-Kogan*, Stellar Physics I: Fundamental Concepts and Stellar Equilibrium, Springer, 2001.
25. *G.Bisnovaty-Kogan, M.Glushikhina*, J. Plasma Phys., **90**, 905900112, 2024.