

1 р. 80 к.

Индекс 3624

ХФТИ 92-24

Харьковский
физико-технический институт

О.А. Лаврентьев

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДОКАЗАТЕЛЬСТВА ВОЗМОЖНОСТИ
ПРЕОБРАЗОВАНИЯ ТЕПЛОВОЙ ЭНЕРГИИ
ХАОТИЧЕСКОГО ДВИЖЕНИЯ ЧАСТИЦ НЕПОСРЕДСТВЕННО
В ЭЛЕКТРИЧЕСКУЮ

Препринт

Препринт, 1992, 1-16.

Харьков - 1992

УДК 621.313.522

ЛАВРЕНТЬЕВ О.А. Экспериментальные доказательства возможности преобразования тепловой энергии хаотического движения частиц непосредственно в электрическую: Препринт ХФТИ 92-24. - Харьков, 1992. - 16 с.

Получены экспериментальные доказательства возникновения электрического тока в цепи, соединяющей пластины диода из одинакового материала с одинаковой термоэмиссионной способностью, нагретые до одинаковой температуры, в постоянном неоднородном магнитном поле. Экспериментальные результаты удовлетворительно согласуются с теоретическими расчетами.

Рис. II, табл. I.

It was obtained the experimental proofs of arising of an electric current in a circuit connecting diod plates from the same material with equal thermoemissional ability, heated to an equal temperature in permanent non-uniform magnetic field. Experimental results agree with the theoretical designs.

Просим извинить за низкое качество печати, вызванное дефицитом полиграфических материалов.

© Харьковский физико-технический институт (ХФТИ), 1992.

ВВЕДЕНИЕ

Законы термодинамики сформулированы как постулаты, основанные на экспериментальных доказательствах. Первое начало проверено опытом многих поколений исследователей и в настоящее время является незыблемым законом, устанавливающим принцип сохранения энергии для термодинамических систем. Второе начало в смысле физического обоснования оказалось в более уязвимом положении, попытки его опровержения как общего закона природы продолжаются до сих пор. Это связано с тем, что второе начало как бы нарушает симметрию физических явлений, ставя тепловую энергию в неравноправное положение среди других ее видов. Если все другие виды энергии могут полностью преобразовываться в тепловую энергию, то обратный процесс ограничен циклом Карно, определяющим максимальную долю тепловой энергии из общего ее количества, которая может быть преобразована в другие виды. Кажется нелогичным, что тепловая энергия, представляющая в простейшем случае сумму кинетических энергий молекул нагретого газа, не может столь же эффективно преобразовываться в другие виды энергии.

Серьезным аргументом против второго начала термодинамики является предсказание тепловой смерти Вселенной в результате постепенного перехода всех видов энергии в тепловую. Релятивистская космология предсказывает выход в концепции расширяющейся Вселенной после гигантского взрыва, происшедшего 10-12 млрд. лет тому назад, однако эта концепция находится в противоречии с философскими материалистическими воззрениями о пространственной и временной бесконечности окружающего нас мира.

Интересное возражение против второго начала термодинамики предложил Максвелл. Он предложил разделить газ в сосуде заслонкой с маленьким привратником, который бы пропускал в одну сторону только быстрые молекулы газа, в другую - медленные. Идея привратника - демона Максвелла - нашла многочисленных последователей, но все предложения - от простейшего клапана с пружиной до более хитроумных приспособлений - не увенчались успехом. Причина неудач изобретателей состоит в том, что для обеспечения необходимой безэнергичности и малого потребления энергии на открывание и закрывание заслонки и сам привратник, и заслонка должны быть выполнены на уровне молекулярных размеров. Но приспособление таких размеров само становится объектом хаотического молекулярного движения и уже не способно отличать быстрые молекулы от медленных.

Ситуация может измениться коренным образом, если в качестве нагретого газа использовать ансамбль заряженных частиц: электронов, ионов, частиц плазмы. Тогда в качестве демона Максвелла может быть применено постоянное неоднородное магнитное поле. Действительно, постоянное магнитное поле не меняет энергии заряженных частиц и практически безызлучательно. Неоднородность магнитного поля вызывает дрейф заряженных частиц: электронов — в одну сторону, ионов — в другую, т.е. хаотическое тепловое движение частиц преобразуется в упорядоченное — электрический ток.

Главный вопрос — возможно ли вывести этот ток наружу, подключить к внешней нагрузке. Если эта задача разрешима, то, очевидно, будет осуществлено преобразование тепловой энергии хаотического движения заряженных частиц непосредственно в электрическую, причем работа во внешней цепи будет совершаться за счет кинетической энергии частиц (остывания газа), минуя термодинамический цикл передачи тепла от нагревателя к холодильнику.

Ниже приводятся результаты теоретического анализа и экспериментальных исследований прохождения электрического тока через диод, вызванного дрейфом электронов в постоянном неоднородном магнитном поле.

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Рассмотрим перенос электронов между двумя параллельными пластинами, рис.1, в постоянном неоднородном магнитном поле. Пластины помещены в термостат, имеют одинаковую температуру T и одинаковую плотность тока термоэлектронной эмиссии j_0 на внутренних поверхностях. На внешних поверхностях плотность тока термоэлектронной эмиссии принимается равной нулю. Без магнитного поля термоэлектронная эмиссия с пластины А уравнивается термоэлектронной эмиссией с пластины В и ток во внешней цепи отсутствует. При наложенном неоднородном магнитном поле испускаемые пластиной А электроны дрейфуют в направлении пластины В со скоростью

$$v_{d0} = \frac{1}{2} v_{e1} \rho_e |\nabla B| / B = \frac{\pi_e v_{e1}^2}{2e} \frac{c |\nabla B|}{B^2} \quad (1)$$

и должны создавать ток в нагрузке R . Следовательно, к пластинам будет приложено напряжение $U = IR$, а в промежутке между пластинами возникнет электрическое поле $E = IR/d$, тормозящее электроны.

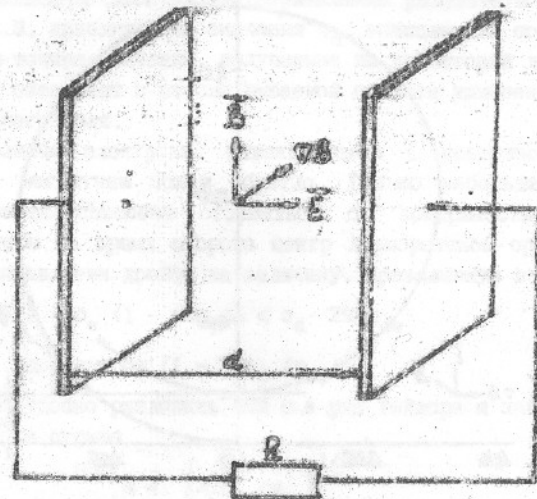


Рис. 1 Перенос электронов между параллельными пластинами в неоднородном магнитном поле.

Расчеты траекторий движения на ЭВМ, рис.2, показали, что в присутствии тормозящего электрического поля траектория электрона деформируется в направлении градиента магнитного поля, так что за время ларморовского оборота захватывается меньшая область неоднородности магнитного поля и, как следствие, дрейфовая скорость в направлении $(B \nabla B)$ уменьшается. Хотя аналитическое решение для скорости дрейфа при наличии тормозящего электрического поля получить не удалось, легко сконструировать приближенную формулу, учитывающую этот эффект. За время π/ω_{ce} центр ларморовской окружности сместится в направлении градиента магнитного поля на величину $v_{d0} \cdot \pi/\omega_{ce} = \pi c E / B \omega_{ce}$, т.е. на столько же уменьшится ширина захвата области неоднородного магнитного поля. Заменяя в формуле (1) ρ_e на $\rho_e - \pi c E / B \omega_{ce}$, получаем:

$$v_d = \frac{\pi_e v_{e1}^2}{2e} \frac{c |\nabla B|}{B^2} \left[1 - \frac{\pi c E}{v_{e1} B} \right] \quad (2)$$

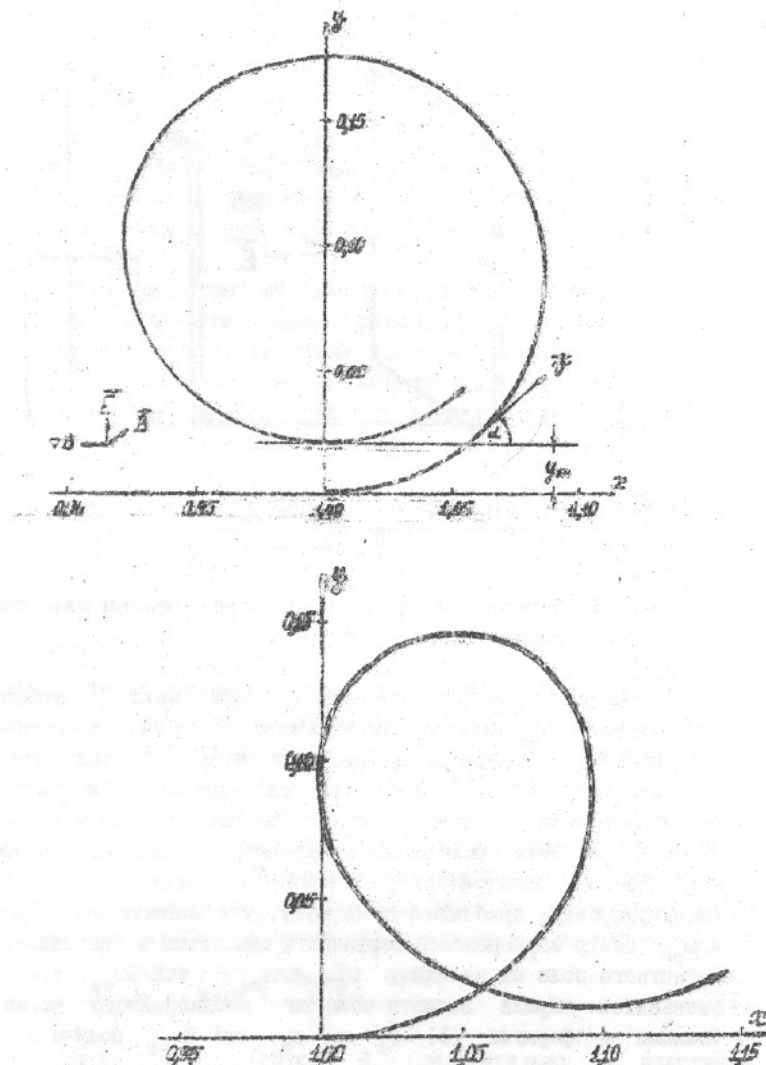


Рис. 2. Траектории электрона в неоднородном магнитном поле
 $\alpha - E = 0$, $\alpha - E = 0,24$ В/см

Эта простая процедура дает удовлетворительные результаты. Как видно из графика на рис. 3, приближенные значения v_d , вычисленные по формуле (2) — прямые линии и точные значения, полученные из траекторий движения — точки — практически совпадают в рассматриваемой области изменения напряженности электрического поля.

Термоэмиссионные электроны, инжектируемые с поверхности пластины, заворачиваются магнитным полем обратно. Только небольшая их часть в результате дрейфа способна оторваться от поверхности. Для отрыва необходимо, чтобы за время оборота центр лариморовской орбиты электрона сместился в направлении дрейфа на величину, превышающую h рис. 4, т.е.

$$h = \rho_e (1 - \cos \alpha) \leq v_d \cdot 2\pi / \omega_{oe} \quad (3)$$

$$\text{или} \quad \alpha \leq \arccos(1 - 2\pi v_d / v_{e1}) \quad (4)$$

Для дальнейшего удобно разложить $\cos \alpha$ в ряд Тейлора и найти приближенное значение для угла отрыва

$$\alpha \leq \left[4\pi v_d / v_{e1} \right]^{1/2} \quad (5)$$

Так как $v_d \ll v_{e1}$, то формула (5) обеспечивает достаточную точность.

Угол отрыва позволяет найти связь между плотностью тока термоэлектронной эмиссии j_e и плотностью тока электронов j_k , оторвавшихся от поверхности пластины и инжектируемых в диод. Учитывая максвелловское распределение по скоростям, в цилиндрической системе координат с осью Z , совпадающей с направлением магнитного поля

$$j_k / j_e = \frac{n_e}{4\pi I} \int_{\text{по } B} \exp \left(- \frac{m_e v_1^2}{2kT} \right) \left[\frac{2\pi n_e c |vB|}{eB^2} \left(v_1 - \frac{\pi c E}{B} \right) \right]^{1/2} v_1 dv_1 \quad (6)$$

$$\text{где } v_1 = \sqrt{v_x^2 + v_y^2}$$

Электрическое поле, входящее в это выражение, складывается из трех частей: поля объемного заряда электронов, образованного в приэлектродном слое в результате циркуляции термоэмиссионных электронов, поля объемного заряда электронов, пролетающих диод и поля внешней нагрузки.

Для оценки напряженности электрического поля в приэлектродном слое воспользуемся следующими простыми соотношениями. В зависимости от угла вылета α время пребывания электрона в приэлектродном слое изменяется от

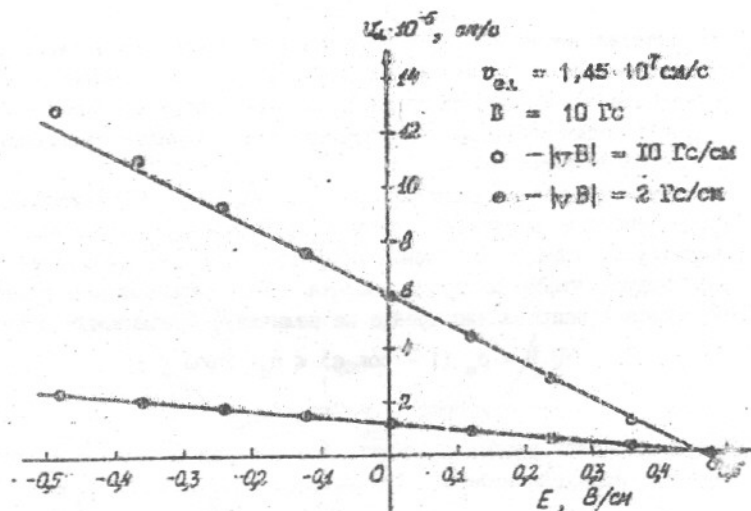


Рис. 3. Зависимость дрейфовой скорости электрона от электрического поля

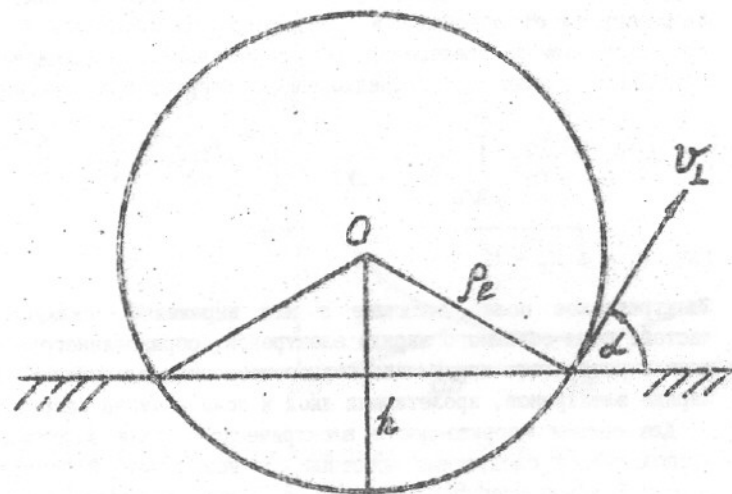


Рис. 4. Угол отрыва

нуль ($\alpha = \pi$) до $2\pi / \omega_{ce}$ ($\alpha = 0$), т.е. среднее время пребывания электрона в слое равно π / ω_{ce} . Отсюда средняя плотность объемного заряда в слое толщиной $2\rho_e$

$$\bar{\rho}_e = \pi J_e / 2\rho_e \omega_{ce} = \pi J_e / 2v_{et} \quad (7)$$

Потенциал объемного заряда

$$U = 2\pi \rho_e (2\rho_e)^2 = 4\pi^2 J_e \rho_e / \omega_{ce} \quad (8)$$

Напряженность электрического поля, усредненная по толщине слоя

$$E_{cp} = U / 2\rho_e = 2\pi^2 J_e / \omega_{ce} \quad (9)$$

С увеличением плотности электронной эмиссии толщина приэлектродного слоя

$$x_m = 2\rho_e - 2eE / m_e \omega_{ce}^2 \quad (10)$$

уменьшается, но это не меняет среднюю напряженность электрического поля в слое.

Подставляя (9) в (6) и вводя новую переменную интегрирования $t = m_e v_{\perp}^2 / 2kT$, получаем

$$J_K / J_e = A \int_{b^2}^{\infty} e^{-t} (\sqrt{t} - b)^{1/2} dt \quad (11)$$

$$A = \left[\frac{2m_e}{\pi e} \frac{c |vB|}{B^2} \left(\frac{2kT}{m_e} \right)^{1/2} \right]^{1/2}$$

$$b = \frac{2\pi^2 c}{\omega_{ce} B} \left(\frac{m_e}{2kT} \right)^{1/2} J_e$$

Результаты численного интегрирования (11) приведены на рис. 5. Существенно, что при достижении некоторого предельного значения плотности термоэлектронной эмиссии J_e линейный рост тока инжекции сменяется быстрым спадом и полным запирающим электрона в приэлектродном слое. Предельное значение J_e растет с увеличением поля и для каждого значения магнитного поля имеет оптимальную величину, обеспечивающую максимальный ток инжекции. Для J_e , принимающей предельное значение, ток через диод отсутствует.

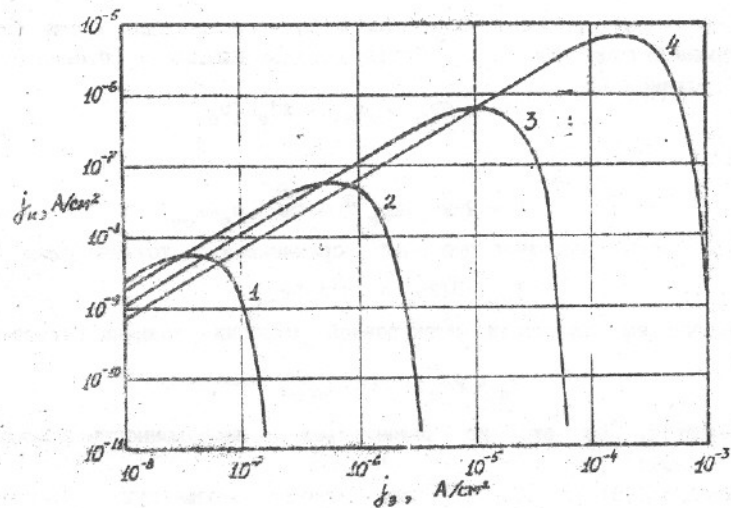


Рис. 5. Зависимость плотности тока инжекции от плотности термоэлектронной эмиссии:

1 - B = 1 Гс, $(dB/dx)/B^2 = 0,139 \text{ Гс}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$;
2 - 4, 0,06; 3 - 17, 0,023; 4 - 71, 0,008.

Инжектируемые с поверхности пластины электроны за время π/ω_{ce} смещаются на расстояние $2\rho_e$ в направлении противоположной пластины. Оставшееся расстояние они проходят со скоростью дрейфа в неоднородном магнитном поле за время $(d - 2\rho_e)/v_d$. Пролетная скорость электронов

$$v = \frac{d}{\pi/\omega_{ce} + (d - 2\rho_e)/v_d} \quad (12)$$

растет с увеличением поперечной скорости, достигая максимального значения $v = 2v_1/\pi$ при $2\rho_e = d$. Плотность электронного тока через диод

$$j = \frac{en_e m_e}{kT} \int_{v_{\min}}^{v_{\max}} \exp\left[-\frac{m_e v_1^2}{2kT}\right] v v_1 dv_1 =$$

$$= A \int_a^b \frac{e^{-t} (t - C\sqrt{t}) dt}{[1 - p(t - C\sqrt{t}) - q\sqrt{t}]}, \quad (13)$$

где $t = m_e v_1^2/2kT$, $A = \pi kT |\nabla B|/B^2$, $C = \pi e E (m_e/2kT)^{1/2}/E$,

$p = \pi kT C |\nabla B|/B^2 e \omega_{ce} d$, $q = (8kT/m_e)^{1/2}/\omega_{ce} d$.

$E = \pi e n_e d$. Нижний предел определяется из условия $m_e v_{\min}^2/2 \geq eU$, $U = \pi e n_e d^2/2$ - потенциал объемного заряда электронов в середине диода. Верхний предел определяет максимальную поперечную скорость электрона, при которой $2\rho_e = d$. При большей поперечной скорости потоки электронов с левой и правой пластин уравниваются друг друга. Переходя к переменной интегрирования t , получаем:

$$a = \pi e^2 n_e d^2/2kT, \quad b = m_e \omega_{ce}^2 d^2/8kT. \quad (14)$$

Результаты численного интегрирования (13) приведены на рис.6. Для каждого значения магнитного поля существует оптимальное значение плотности электронов, при котором достигается максимальный ток через диод. Если ток инжекции превышает это предельное значение, то происходит запираение диода объемным зарядом и ток через диод вообще прекращается. Следует учитывать, что электрическое поле объемного заряда в диоде складывается с полем приэлектродного слоя, уменьшая угол отрыва и оказывая влияние на соотношение плотностей тока инжекции и тока термоэлектронной эмиссии.

Учет столкновений электронов с нейтральным газом дает для новых эффекта: диффузионное заполнение электронами промежутка между пластинами и встречный поток электронов наружу, вызванный подвижностью в электрическом поле объемного заряда.

Рассмотрим вначале случай однородного магнитного поля. В системе координат с началом в точке минимума потенциала объемного заряда:

$$-\frac{kT_e Y_{ea}}{m_e \omega_{ce}^2} \frac{dn_e}{dx} + \frac{eY_{ea}}{m_e \omega_{ce}^2} n_e = 0, \quad (15)$$

где $Y_{ea} = 1,6 \cdot 10^{-7} n_a$ (для водорода), $E = 4\pi e \int_0^x n_a dx$.

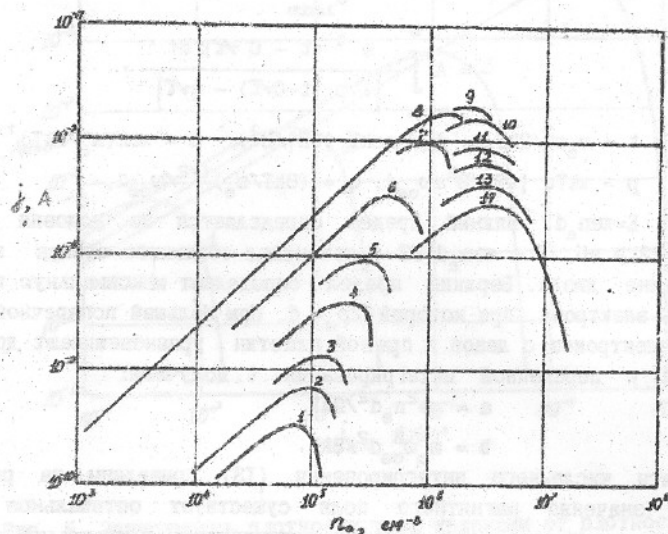


Рис. 6. Зависимость плотности тока через диод от плотности электронов: 1 - $B = 1,5$ Гс, $(dB/dx)/B^2 = 0,114$ Гс $^{-1}$ ·см $^{-1}$; 2 - 1,75, 0,102; 3 - 2, 0,091; 4 - 2,5, 0,08; 5 - 3, 0,07; 6 - 4, 0,06; 7 - 5,5, 0,051; 8 - 7, 0,043; 9 - 9, 0,035; 10 - 12, 0,029; 11 - 17, 0,023; 12 - 25, 0,018; 13 - 39, 0,012; 14 - 71, 0,008.

После дифференцирования по x и преобразований:

$$\frac{d}{dx} \left(\frac{1}{n_e} \frac{dn_e}{dx} \right) = \alpha n_e, \quad (16)$$

$$n_e(0) = n_{eo}, \quad \left[\frac{dn_e}{dx} \right]_{x=0} = 0, \quad \alpha = 4\pi e^2 / kT_e.$$

Это уравнение имеет аналитическое решение:

$$n_e = n_{eo} / \cos^2 \sqrt{\frac{\alpha n_{eo}}{2}} x, \quad (17)$$

$$E = 4 \sqrt{2\pi e} \sqrt{\frac{n_{eo}}{\alpha}} \ln \sqrt{\frac{\alpha n_{eo}}{2}} x, \quad (18)$$

$$U = \frac{8\pi e^2}{\alpha} \ln \left| \cos \sqrt{\frac{\alpha n_{eo}}{2}} x \right|. \quad (19)$$

Как нетрудно убедиться, распределение плотности электронов (17) подчиняется закону Больцмана $n_e = n_{eo} \exp(-eU/kT_e)$. Максимальная величина n_{eo} ограничена значением, при котором $eU(0) = kT_e$. Из уравнения (19)

$$kT_e = eU(0) = -\frac{8\pi e^2}{\alpha} \ln \left| \cos \sqrt{\frac{\alpha n_{eo}}{2}} \frac{d}{2} \right|, \quad (20)$$

откуда

$$n_{eo} = \left[8/\alpha d^2 \right] \arccos^2 \left[\exp(-\alpha kT_e / 8\pi e^2) \right] \quad (21)$$

В неоднородном магнитном поле электроны, заполняющие диод, приобретают направленную дрейфовую скорость (2) и создают плотность тока

$$j = \frac{n_{eo} e k T_e / \sqrt{B}}{B^2} \int_0^b e^{-\gamma} \left[1 - \frac{\gamma \sqrt{B}}{B} \left(\frac{n_e}{2kT_e} \right)^{1/2} \sqrt{t} \right] dt \quad (22)$$

Здесь, как и ранее, $\gamma = n_{eo} e^2 d^2 / 8kT_e$. Нижний предел выбран равным нулю в предположении, что электроны находятся в столкновительном равновесии с нейтральным газом. В стационаре ток через диод постоянен в любом сечении диода. Выравнивание тока происходит за счет перераспределения плотности электронов, так что

$$j_D = j_N = j = \text{const} = j_0. \quad (23)$$

В точке минимума потенциала (она теперь находится не в середине диода, а смещена в направлении дрейфа электронов)

$$j_0 = \frac{n_{eo} e k T_e / \sqrt{B}}{B^2} \left[1 - (\gamma + 1) e^{-\gamma} \right]. \quad (24)$$

В этой формуле n_{eo} отлично от равновесного значения (21) и должно находиться из решения уравнения (23). Однако для плотности нейтрального газа, обеспечивающей диффузионный поток $j_D = j$ отличное n_{eo} от равновесного

значения незначительно и для оценок можно пользоваться формулой (21). Диффузионный ток найдем, используя равновесное распределение плотности электронов (17) в диоде:

$$J_D = \frac{ekT_a Y_{ea} n_{eo}}{2m_e \omega_{ce}^2} \left(\frac{\omega_{eo}}{2} \right)^{1/2} \frac{\sin \left[\sqrt{\frac{\omega_{eo}}{2}} \frac{d}{2} \right]}{\cos^3 \left[\sqrt{\frac{\omega_{eo}}{2}} \frac{d}{2} \right]} \quad (25)$$

Если $J_D < J_0$, то столкновительное заполнение диода электронами недостаточно для обеспечения J_0 и в этом случае перенос электронов между пластинами осуществляется за счет захваченных в магнитное поле электронов (6). Ток в диоде (13) определяется плотностью электронов, ограниченной полем объемного заряда электронов.

В таблице приведены значения J_0 и J_D , вычисленные для температуры электронов $T_e = 1400^\circ K$ и плотности нейтрального газа (водород) $n_a = 10^{14} \text{ см}^{-3}$.

| B | $(\omega B / \delta x) / B^2$ | J_0 | J_D |
|-----|---------------------------------------|--------------------------|--------------------------|
| Гс | $\text{Гс}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$ | 10^{-8} А/см^2 | 10^{-8} А/см^2 |
| 1 | 0,139 | 0,049 | 2077 |
| 1,5 | 0,144 | 0,194 | 923 |
| 2 | 0,091 | 0,466 | 519 |
| 3 | 0,070 | 1,564 | 231 |
| 5,5 | 0,051 | 7,110 | 68,7 |
| 7 | 0,043 | 9,780 | 42,4 |
| 9 | 0,035 | 10,764 | 25,6 |
| 12 | 0,029 | 9,998 | 14,4 |
| 25 | 0,018 | 6,273 | 3,3 |
| 71 | 0,008 | 2,788 | 0,4 |

ЭКСПЕРИМЕНТ

Цель экспериментальных исследований состояла в измерении дрейфового тока электронов между двумя параллельными пластинами, находящимися в одинаковых тепловых и термоэмиссионных условиях. Схема экспериментальной установки приведена на рис.7. В стеклянной колбе I размещены катодные узлы 2, представляющие собой термоэмиссионные пайпы из титанборидной ленте диаметром 5 мм, запаянные в титановые пластины.

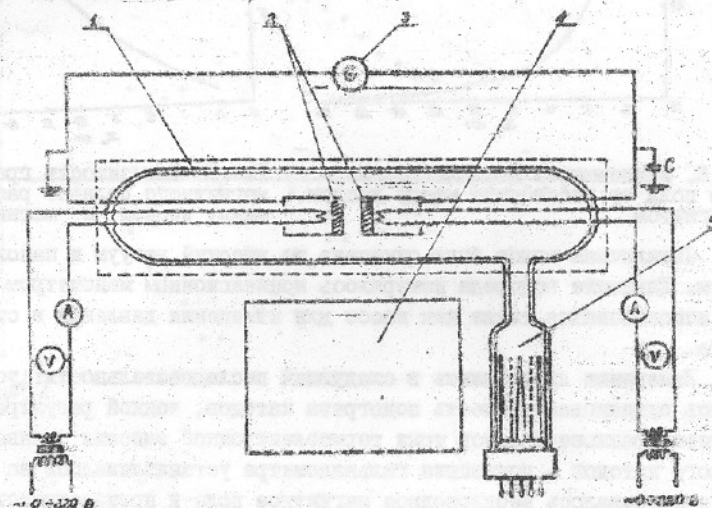


Рис.7. Схема экспериментальной установки

Подогреватели не имеют гальванической связи с катодами и запитываются от отдельных накальных трансформаторов с хорошо изолированными обмотками. Для измерения тока использовался гальванометр 3 с шкалой деления $1,5 \cdot 10^{-9} \text{ А}$. Были приняты меры по защите катодных узлов и измерительной схемы от наводок: левый катод заземлен, правый - блокирован емкостью, вся колба помещена в электростатический экран.

Неоднородное магнитное поле создавалось с помощью постоянного магнита 4. Направление вектора магнитного поля в области диода перпендикулярно, а градиента магнитного поля - параллельно плоскости рисунка. Изменение характеристик магнитного поля производилось с помощью перемещения (удаления) магнита от диода. На рис.3 и 8 изображены зависимости величины и градиента магнитного поля от расстояния, измеренного между серединой диода и передней кромкой магнита.

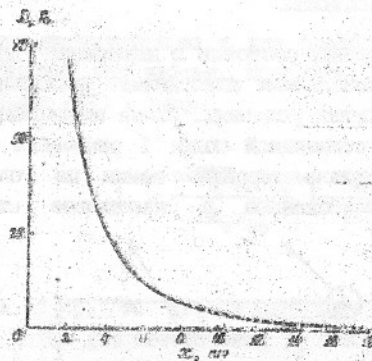


Рис. 8. Зависимость величины магнитного поля от расстояния между диодом и магнитом

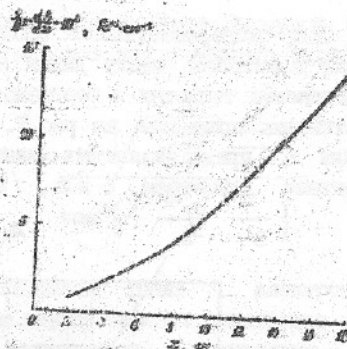


Рис. 9. Зависимость градиента магнитного поля от расстояния между диодом и магнитом

Стеклозная колба была откачана на высокий вакуум и наполнена водородом. Давление водорода измерялось ионизационным манометром 5, который использовался также как насос для изменения давления в стеклянной колбе.

Измерения проводились в следующей последовательности: устанавливалась одинаковая мощность подогрева катодов, тонкой регулировкой подогрева уравнивались токи термоэлектронной эмиссии с левого и правого катодов — показание гальванометра устанавливалось на ноль, затем накладывалось неоднородное магнитное поле и производились измерения тока гальванометра.

На рис. 10 приведены зависимости тока гальванометра от расстояния между серединой диода и передней гранью магнита для прямой и обратной полярности магнитного поля. Параметром кривых является температура катодов. Давление водорода поддерживалось на одинаковом уровне $p = 1,8 \cdot 10^{-4}$ мм рт.ст. ($n_d = 1,5 \cdot 10^{13}$ см $^{-3}$).

На рис. 11 приведены расчетные зависимости силы тока через диод для параметров эксперимента.

Электрический ток через диод ограничивался полем объемного заряда электронов и составлял $2 \cdot 10^{-8}$ А. В цепи гальванометра, имеющего сопротивление 1000 Ом, выделялась мощность $\sim 5 \cdot 10^{-13}$ Вт. Существенное увеличение мощности возможно при условии нейтрализации объемного заряда электронов ионами, т.е. когда в качестве рабочего тела выбрана плазма.

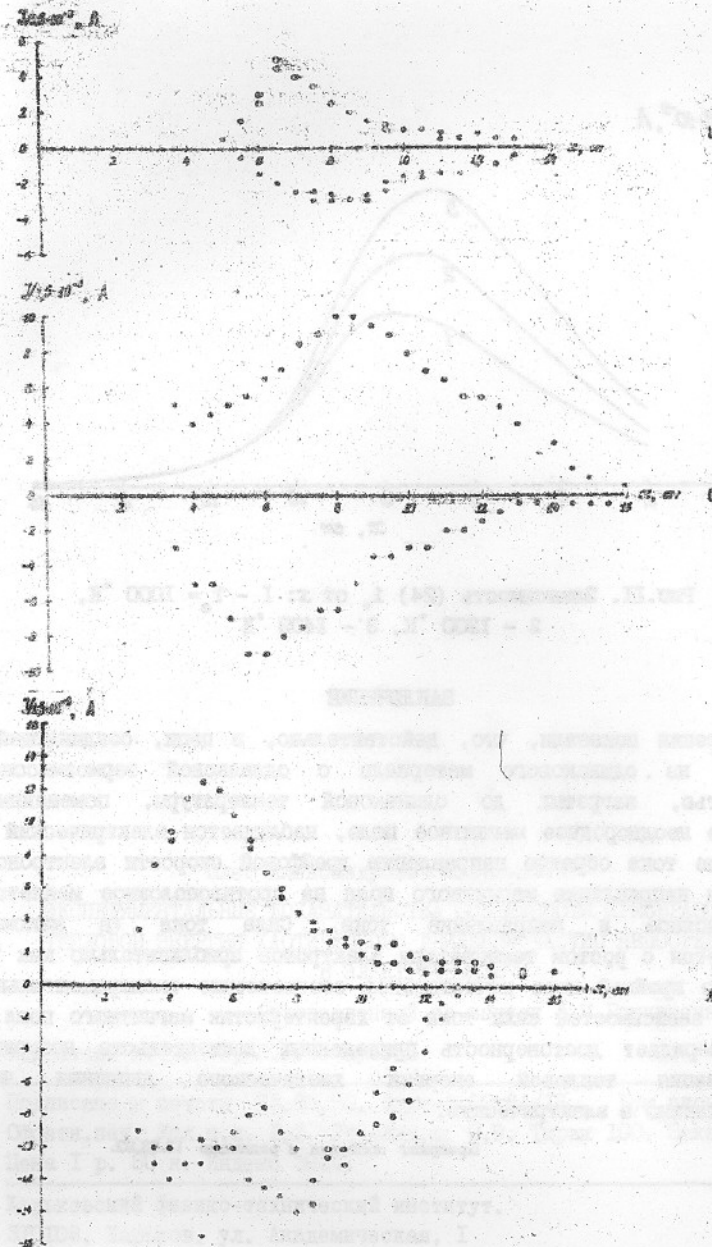


Рис. 10. Экспериментальная зависимость I от x и — $T = 1000 \pm 100$ °K, б — 1200 ± 100 °K, в — 1400 ± 100 °K

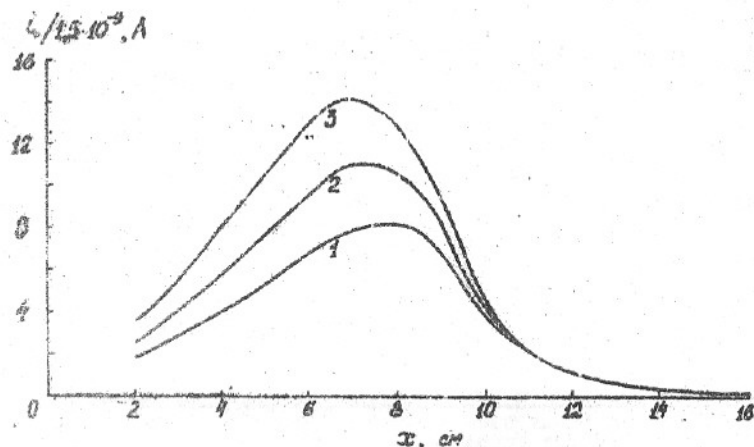


Рис. II. Зависимость (24) I_0 от x : 1 - $T_0 = 1000$ °K, 2 - 1200 °K, 3 - 1400 °K

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Измерения показали, что, действительно, в цепи, соединяющей два электрода из одинакового материала с одинаковой термоэмиссионной способностью, нагретых до одинаковой температуры, помещенных в постоянное неоднородное магнитное поле, наблюдается электрический ток. Направление тока обратно направлению дрейфовой скорости электронов. С изменением направления магнитного поля на противоположное меняется на противоположное и направление тока. Сила тока (в максимуме) увеличивается с ростом температуры электронов приблизительно как $T_0^{3/2}$. Имеется по крайней мере качественное соответствие экспериментальных и расчетных зависимостей силы тока от характеристик магнитного поля. Все это подтверждает достоверность приведенных доказательств возможности преобразования тепловой энергии хаотического движения частиц непосредственно в электрическую.

Препринт поступил в редакцию 13.03.92.

Олег Александрович Лаврентьев

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДОКАЗАТЕЛЬСТВА ВОЗМОЖНОСТИ ПРЕОБРАЗОВАНИЯ
ТЕПЛОВОЙ ЭНЕРГИИ ХАОТИЧЕСКОГО ДВИЖЕНИЯ ЧАСТИЦ НЕПОСРЕДСТВЕННО
В ЭЛЕКТРИЧЕСКУЮ

Ответственный за выпуск Л.М.Ракивненко

Редактор, корректор Е.Г.Белоусова

Подписано в печать 13.03.92. Формат 60x84/16. Бум.печ. № 1.
Офсетн.печ. Усл.п.л. 1,2. Уч.-изд.л. 0,9. Тираж 100. Заказ № 228.
Цена 1 р. 80 к. Индекс 3624.

Харьковский физико-технический институт.
310108, Харьков, ул. Академическая, 1