

Т. И. ИВАНОВА, Г. Е. ПУСТОВАЛОВ

О ВЛИЯНИИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ТРАЕКТОРИИ ИОНОВ В РАЗРЯДНОМ ПРОМЕЖУТКЕ ПЕННИНГА

Вводится безразмерная величина \mathcal{H} , определяющая действие магнитного поля на ион в ячейке Пеннинга и зависящая от напряженности магнитного поля, анодного напряжения, рода газа и геометрии ячейки. На электронной вычислительной машине рассчитаны траектории ионов для различных ячеек, начальных координат иона и значений \mathcal{H} . Показано, что влияние магнитного поля на движение иона становится значительным при $\mathcal{H} > 0,1$.

При изучении газового разряда в ячейке Пеннинга важно уметь оценить влияние величины магнитного поля, при котором осуществляется разряд, на характер движения ионов внутри ячейки. В частности, от такой оценки зависит конструкция коллекторов, служащих для регистрации ионов при исследовании пучков заряженных частиц, выходящих из отверстий, сделанных в катодах ячейки. В рассмотренных ранее случаях оценка влияния магнитного поля на движение ионов в ячейке Пеннинга либо проводилась для частных видов ячеек, либо основывалась на решении уравнений движения ионов с приближенным выражением распределения потенциала внутри ячейки [1—3]. При этом оставался открытым вопрос о возможности распространения результатов этих работ на случаи, когда используемые решения могут оказаться неприменимыми. Следует учесть, что в этих решениях частично используются параметры (например, потенциал в центре ячейки), величина которых в ряде случаев может быть определена лишь на опыте, в то время как сама постановка опыта уже должна учитывать возможное влияние магнитного поля.

В настоящей работе мы вводим общий критерий, позволяющий судить о влиянии магнитного поля на траектории ионов в ячейке Пеннинга, не проводя конкретного решения и не обращаясь к опытным данным.

Движение ионов в ячейке Пеннинга (рис. 1, а) будем описывать в цилиндрической системе координат, используя для этого следующие обозначения: φ — потенциал любой точки разрядного промежутка, φ_a — потенциал цилиндрического анода ячейки, H — напряженность однородного магнитного поля, направленного вдоль оси ячейки, t — время с начала движения иона, d — расстояние от центра симметрии ячейки до катодов, l — половина длины анода, r_a — радиус анода, e и M —

заряд и масса иона, c — скорость света в пустоте, r , z и ϑ — координаты иона.

Значения этих величин взяты в гауссовой системе единиц.

Для простоты и общности рассуждений введем относительные единицы для ряда величин. В относительных единицах потенциал $V = \varphi/\varphi_a$, время $\tau = t\sqrt{Md^2/e\varphi_a}$, координаты иона $\rho = r/d$, $\xi = z/d$ и ϑ , напряженность магнитного поля

$$\mathcal{H} = Hd\sqrt{e/Mc^2\varphi_a}. \quad (1)$$

В этом случае движение ионов описывается следующими уравнениями [4]:

$$\begin{aligned} \frac{d^2\xi}{d\tau^2} &= -\frac{\partial V}{\partial \xi}, \\ \frac{d^2\rho}{d\tau^2} &= -\frac{\partial V}{\partial \rho} - \frac{\mathcal{H}^2}{4}\rho\left(1 - \frac{\rho_0^4}{\rho^4}\right), \\ \frac{d\vartheta}{d\tau} &= \frac{\mathcal{H}}{2}\left(1 - \frac{\rho_0^2}{\rho^2}\right). \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь ρ_0 — начальная радиальная координата иона; предполагается, что начальная скорость иона равна нулю.

Таким образом, после введения относительных единиц система (2) уравнений движения иона содержит магнитное поле лишь в параметре \mathcal{H} , который, следовательно, и должен характеризовать влияние магнитного поля на движение иона. Кроме напряженности магнитного поля H этот параметр зависит еще от анодного напряжения φ_a , рода газа и геометрии ячейки и показывает среднее отношение силы, действующей на ион со стороны магнитного поля, к силе, действующей на него со стороны электрического поля. Величины, входящие в систему (2) и характеризующие движение иона помимо параметра \mathcal{H} (координаты иона, напряженность электрического поля и пр.), при нашем выборе относительных единиц имеют в среднем порядок единицы. Порядок же \mathcal{H} может быть различным. В реальных случаях он определяется областью существования разряда. В частности, наименьшие значения

φ_a , в	Водород, $\mu=2$	Азот, $\mu=28$	Криптон, $\mu=84$
10^3	0,22	0,059	0,034
$5 \cdot 10^3$	0,10	0,026	0,015

напряженности магнитного поля и соответствующие им потенциалы зажигания могут быть получены из экспериментальных кривых зажигания разряда (см. [5—8]).

Зависимость величины $\mathcal{H} = Hd\sqrt{e/Mc^2\varphi_a} = 5,67 \cdot 10^{-4}H/\sqrt{\mu\varphi_a}$ от анодного напряжения φ_a для однозарядных ионов различных газов при напряженности магнитного поля $H = 10^3$ эрст и половине длины ячейки $d = 1$ см (μ — молекулярный вес).

В таблице приведены значения \mathcal{H} , вычисленные для ряда возможных значений анодного напряжения и напряженности магнитного поля при разряде в тяжелом газе (криптоне), газе со средним молекулярным весом (азоте) и в самом легком газе — водороде. Как видно из таблицы, для ионов тяжелых газов (криптон, ксенон) и газов со средним молекулярным весом (азот, аргон) значения \mathcal{H} в большинстве случаев порядка 0,1 и меньше и лишь в самых сильных полях ($5 \cdot 10^3$ эрст) могут достигать 0,3. Наоборот, при разряде в водороде и гелии значе-

ния \mathcal{H} во всех случаях больше 0,1, а в сильных магнитных полях становятся даже несколько больше единицы. Таким образом, действие магнитного поля на ионы лишь для ионов самых легких газов и только в сильных магнитных полях сравнимо с действием электрического поля. В остальных случаях оно заметно меньше. Значения же $\mathcal{H} \gg 1$ возможны только для электронов.

Для иллюстрации зависимости траекторий ионов от величины параметра \mathcal{H} на рис. 1—3 показаны траектории, рассчитанные на цифровой электронной вычислительной машине при помощи уравнений (2) для трех ячеек с различной длиной анода при $\mathcal{H} = 0; 0,05, 0,5$ и 1.

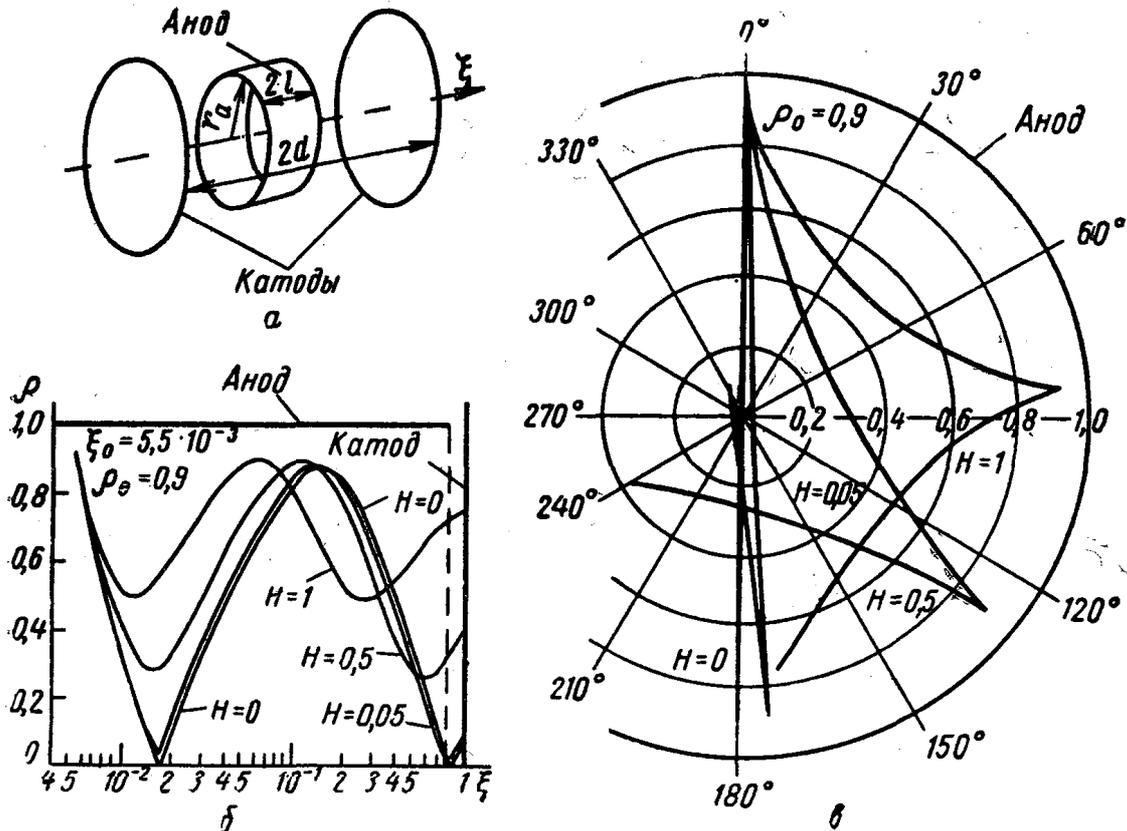


Рис. 1. Траектории ионов в ячейке Пеннинга, половина длины анода которой $l=0,8d$, радиус анода $r_a=d$. а — ячейка Пеннинга, б — зависимость ρ от ξ , в — проекции траекторий на плоскость катода

Вычисление потенциала $V(\rho, \xi)$ производилось путем решения уравнения Лапласа с соответствующими граничными условиями. Начальные координаты ионов выбраны так, чтобы ионы проходили наибольший путь в разрядной ячейке и подвергались длительному воздействию магнитного поля.

Как видно из рисунков, в полном согласии с предыдущими соображениями, влияние магнитного поля на траектории ионов существенно зависит от величины \mathcal{H} . При $\mathcal{H} < 0,1$ это влияние невелико. Наоборот, при $\mathcal{H} > 0,1$ оно заметно сказывается на форме траектории, изменяя место попадания иона на катод, угол его падения и расстояние, на котором ион проходит от оси ячейки. Следует отметить, что, несмотря на значительное изменение общей длины пути иона при различных значениях \mathcal{H} , в случаях, рассчитанных здесь, полное время движения иона меняется мало. В частности, для траекторий, показанных на рис. 1, при $\mathcal{H} = 0, 0,5$ и 1 это время равно соответственно 6,3; 6,6 и 6,8.

Сделаем еще несколько замечаний.

В качестве характерного размера, который принимается за единицу длины, в ряде конкретных случаев можно принять не половину длины ячейки d , а радиус ее анода r_a или зазор $d-l$ между анодом и катодом. Однако поскольку все эти величины имеют обычно один и тот же порядок, то на нашей оценке в подавляющем большинстве случаев выбор характерного размера заметно не скажется.

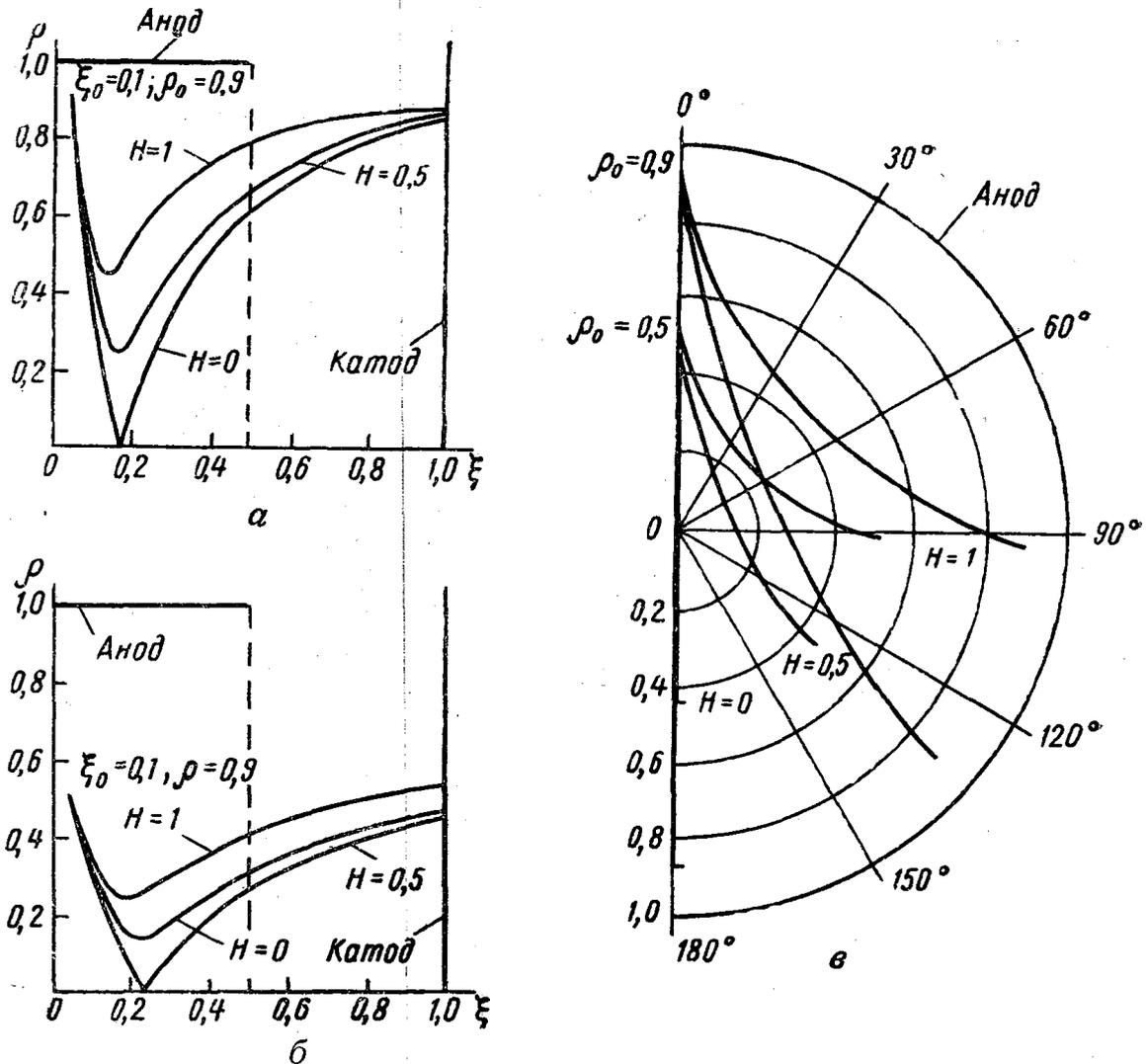


Рис. 2. Траектории ионов в ячейке Пеннинга, половина длины анода которой $l=0,5d$, радиус анода $r_a=d$, а — зависимость ρ от ξ при начальной радиальной координате иона $\rho_0=0,9$, б — при $\rho_0=0,5$, в — проекции траекторий на плоскость катода

Полученная оценка верна не только для пеннинговского разряда, но и для любого случая, в котором заряженные частицы движутся без начальной скорости в области, ограниченной характерным размером, при наличии в этой области аксиально-симметричного электрического поля и однородного магнитного поля, направленного вдоль оси симметрии (например, для случая магнетрона).

Схожие формулы для оценки влияния магнитного поля на движение заряженных частиц, приведенные в [9], в нашем случае непосредственно применены быть не могут, так как они предполагают, что частица влетает в область, где имеется магнитное поле, уже имея значительную начальную скорость, которая и принимается за единицу. В ячейке же Пеннинга ионы возникают в магнитном поле, и их начальная скорость во всяком случае много меньше средней.

Оценки влияния магнитного поля на движение ионов в ячейке Пеннинга, полученные ранее [1—3], либо совпадают с нашими, либо мо-

гут быть сведены к ним (с учетом первого замечания). Это понятно, поскольку, как уже говорилось, величина \mathcal{H} является единственным параметром, содержащим магнитное поле и входящим в систему (2) уравнений движения иона. Появление в работе [2] для оценки влияния магнитного поля на движение ионов двух неравенств, одно из которых

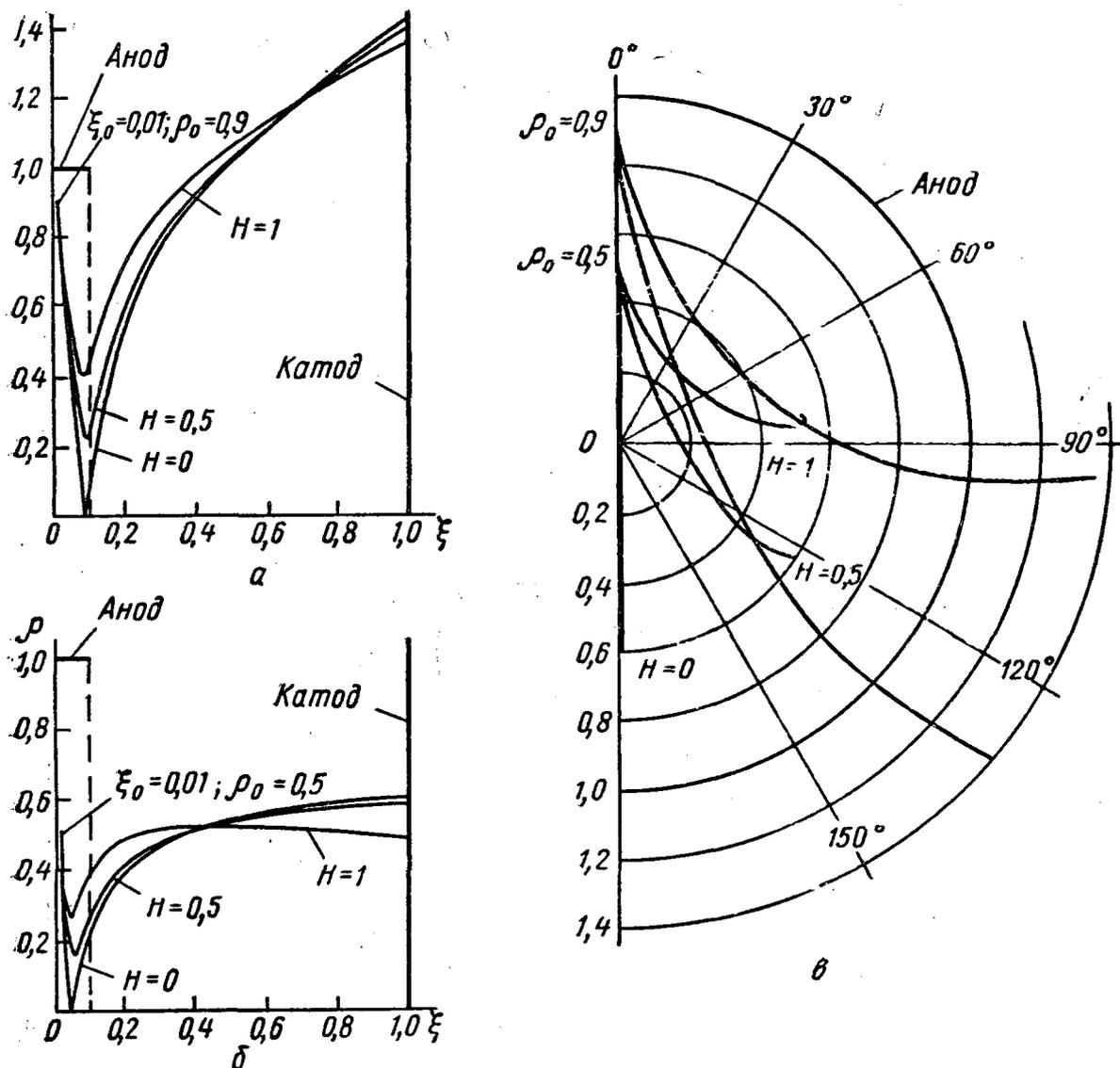


Рис. 3. Траектории ионов в ячейке Пеннинга, половина длины анода которой $l=0,1 d$, радиус анода $r_a=d$. Обозначения те же, что на рис. 2

содержит разность потенциалов между анодом и центром ячейки, а другое — разность потенциалов между центром ячейки и катодом, связано с видом приближенного потенциала, используемого для расчета траекторий.

В рассчитанных здесь случаях объемный заряд, возникающий внутри ячейки при разряде, не учитывался. С одной стороны, это было сделано для того, чтобы не затемнять точного решения введением величин, известных весьма приближенно; с другой стороны, могут существовать и такие режимы разряда, при которых наличие объемного заряда мало сказывается на распределении потенциала внутри ячейки [10]. Следует подчеркнуть, что величина параметра \mathcal{H} не зависит от наличия объемного заряда. Поэтому качественная оценка действия магнитного поля на ион с помощью этого параметра остается в силе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Кпауег W. J. Appl. Phys., 33, 2093, 1962.
2. Смирницкая Г. В., Баберцяи Р. П. ЖТФ, 36, 1217, 1966.
3. Рейхрудель Э. М., Смирницкая Г. В., Нгуен Хыу Ти. «Вестн. Моск. ун-та», физ., астрон., № 2, 52, 1969.
4. Иванова Т. И., Пустовалов Г. Е. ЖТФ 40, № 10, 1970.
5. Нгуен Хыу Ти. Реферат кандид. диссертации. МГУ, 1968.
6. Shigman W. Диссертации Utrecht, 1966.
7. Смирницкая Г. В., Рейхрудель Э. М.. ЖТФ, 29, 153, 1959.
8. Исакаев М. Э. Реферат кандид. диссертации. МГУ, 1966.
9. Глазер В. Основы электронной оптики. М., ИЛ, 1957, стр. 46.
10. Иванова Т. И. «Изв. вузов», радиофизика, 10, 1193, 1967.

Поступила в редакцию
8.9 1969 г.

Кафедра
общей физики
для биологов