

На фиг. 6 представлена зависимость средней скорости истечения от длины разрядного канала. Скорость слабо зависит от длины канала при $l \geq 50$ мм, что свидетельствует о чисто газодинамическом характере сил при больших длинах канала и наличии электродинамического воздействия при малых. Основываясь на уравнениях нестационарного истечения газа из труб постоянного сечения, можно показать, что средние значения скорости соответствуют рассчитанным значениям температуры [6]. Расчет средней скорости истечения производился по формуле

$$\langle v \rangle = \zeta \sqrt{2E/M} \quad (4)$$

Здесь E — энергия нагрева продуктов абляции, M — масса испарившегося материала, ζ — коэффициент, зависящий от состава газа. Максимальная скорость фронта истечения определялась по СФР, и, как правило, в 4—5 раз превышала среднюю скорость. Ее теоретическая оценка, производившаяся по следующей формуле работы [6]

$$v_{\max} = \frac{2}{k-1} c_0 \quad (5)$$

(здесь k — отношение теплоемкостей, c_0 — скорость звука в невозмущенном газе) дала удовлетворительное согласие с экспериментом.

Поскольку форма канала в процессе длительной работы оставалась близкой к цилиндрической, можно предположить, что наличие гидродинамического течения вдоль канала на процесс абляции влияет не сильно, но этот вопрос требует дополнительных исследований.

Поступила 7 X 1968

ЛИТЕРАТУРА

1. Огурцова Н. И., Подмошенский И. В. Капиллярный разряд как источник плазмы для ее количественных исследований. Низкотемпературная плазма. М., «Мир», 1967.
2. Goldstein R., Mastrop F. N. Performance Measurement of Pulsed Ablating Thruster. AIAA J., 1966, vol. 4, No. 1, p. 99.
3. Бувич Ю. А., Якушин М. И. Некоторые особенности термического разрушения разлагающихся материалов. ПМТФ, 1968, № 1, стр. 56.
4. Деревщиков В. А. Линейчатое излучение углеродной и фторовой плазм в интервале температур $10^4 - 10^5$ °К. Теплофизика высоких температур, 1968, № 3, стр. 540.
5. Коршак В. В. Химия высокомолекулярных соединений. Изд-во АН СССР, 1950.
6. Станюкович К. П. Неустановившееся движение сплошной среды. М., Гостехиздат, 1955.

ДИАМАГНЕТИЗМ ПРОВОДНИКОВ, ДВИЖУЩИХСЯ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Г. В. Федорович (Москва)

В ряде работ исследовались теоретически [1-3] и экспериментально [4] диамагнитные возмущения при расширении проводящего вещества в магнитном поле. Эти работы относились либо к сверхпроводящим средам [1], либо к сильному магнитному полю, существенно влияющему на движение вещества [2], либо к слабоионизованным средам, когда эффектами изменения магнитного поля в среде можно пренебречь [3]. Ниже рассмотрено расширение вещества с конечной проводимостью в слабом (не влияющем на движение вещества) магнитном поле, с учетом эффектов ослабления поля внутри расширяющегося вещества. По-видимому, именно этот случай имеет место при диагностике состояния вещества искры в фокусе лазера по диамагнитным индукционным сигналам [4]. Полученные ниже соотношения применимы, вероятно, для оценки диамагнитных свойств метеорных следов.

Решение поставленной задачи может представлять некоторый методологический интерес, поэтому ниже оно получено несколькими способами для различных исходных геометрий.

1. При рассмотрении вопроса о проникновении магнитного поля в вещество следует учитывать два возможных механизма — волновой и диффузионный.

В интересующих нас случаях нерелятивистских скоростей движения среды волновые эффекты играют пренебрежимо малую роль в ослаблении постоянного внешнего магнитного поля. Время диффузии магнитного поля на расстояние a в вещество с проводимостью σ есть $t \sim \sigma a^2 c^{-2}$ (c — скорость света). Как будет показано ниже, магнит-

ное поле ослабляется в движущемся со скоростью v проводнике токами, которые индуцируются вытесняемым полем. Во всех рассматриваемых ниже случаях токи текут по тонкому слою вещества, толщина которого $\delta \sim c^2 / 4\pi\sigma v$ много меньше размеров r_0 -области, занятой проводником. Диффузия магнитного поля на это расстояние происходит [5] за время

$$t \sim \sigma\delta^2 c^{-2} \sim \delta / 4\pi v \ll r_0 / 4\pi v \sim \tau$$

где τ — характерное время, определяющее скорость вытеснения магнитного поля.

Последнее неравенство позволяет пренебрегать эффектами запаздывания магнитного поля при изменении вызывающих его токов (т. е. считать магнитное поле квазистационарным) и в качестве причины, вызывающей электрический ток рассматривать только силу Лоренца, так что $\mathbf{j} = \sigma c^{-1} [\mathbf{v} \times \mathbf{H}]$ (т. е. пренебречь электрическим полем, ротор которого пропорционален производной магнитного поля по времени).

2. Рассмотрим движение плоской волны в магнитном поле \mathbf{H} . В этом пункте в качестве системы координат возьмем правую тройку векторов $[x, y, z]$. Волна движется вдоль оси y , и ее параметры есть скорость $v(y)$ и проводимость $\sigma(y)$ вещества. В перпендикулярной к оси y плоскости величины v и σ постоянны.

Отметим предварительно, что если по плоскости, перпендикулярной оси y и пересекающей ее в точке y_0 , течет ток в положительном направлении оси x с поверхностной плотностью J , то магнитное поле этого тока равно $2\pi J c^{-1}$ и направлено в отрицательном направлении оси z при $y < y_0$ и в положительном при $y > y_0$.

Возвращаясь к плоской волне, заметим, что если магнитное поле направлено параллельно скорости вещества, то взаимодействия волны с полем не происходит, поэтому рассмотрим случай, когда магнитное поле имеет компоненту H_0 , перпендикулярную скорости вещества. Допустим, что эта компонента направлена в положительном направлении оси z . Токи, очевидно, будут течь вдоль оси x , причем они считаются положительными, если текут в положительном направлении оси x . Ток, индуцированный в точке y , есть $j(y) = H_z \sigma v / c$. При этом $H_z = H_0 + H_1$, где H_1 — поле, индуцированное токами j . Учитывая различное направление поля от токов, текущих в плоскостях $y' < y$ и $y' > y$, получаем

$$H_1 = \frac{2\pi}{c} \int_{-\infty}^y j(y') dy' - \frac{2\pi}{c} \int_y^{\infty} j(y') dy'$$

и, следовательно, уравнение для $j(y)$ имеет вид

$$j(y) = \frac{\sigma(y)v(y)}{c} \left\{ H_0 + \frac{2\pi}{c} \int_{-\infty}^y j(y') dy' - \frac{2\pi}{c} \int_y^{\infty} j(y') dy' \right\}$$

Решением его будет функция

$$j(y) = \frac{cH_0}{2\pi} w(y) \frac{e^{-W(y)}}{1 + e^{-W(-\infty)}}$$

$$w(y) \equiv \frac{4\pi\sigma(y)v(y)}{c^2}, \quad W(y) = \int_y^{\infty} w(y') dy'$$

При этом компонента магнитного поля, перпендикулярная скорости

$$H_z(y) = 2H_0 \frac{e^{-W(y)}}{1 + e^{-W(-\infty)}}$$

В качестве примера рассмотрим случай, когда величина σv , оставаясь положительной, монотонно возрастает от очень малых значений при больших положительных y до больших при больших отрицательных y (так что $W(-\infty) \gg 1$). Тогда

$$j(y) \approx \frac{cH_0}{2\pi} w(y) e^{-W(y)}, \quad H_z(y) \approx 2H_0 e^{-W(y)}$$

При больших отрицательных y , величины $j(y)$ и $H_z(y)$ экспоненциально малы из-за множителя $\exp[-W(y)]$. Это связано с тем фактом, что в глубине волны магнитное поле ослаблено и токи не возбуждаются. При больших положительных y , величина $j(y)$ мала из-за множителя $\sigma v / c$, т. е. из-за малой проводимости или скорости токи не могут быть достаточно сильными. При тех же y величина $H_z \approx 2H_0$, что можно рассматривать как следствие сложения первоначального и вытесненного магнитного

полей. Максимальной величины токи достигают в точке, где

$$\frac{dw(y)}{dy} + w^2(y) = 0$$

3. Аналогичные результаты получаются при рассмотрении цилиндрической волны в магнитном поле, параллельном ее оси. Рассмотрим вначале цилиндрическую волну бесконечной длины.

Известно, что поле бесконечно длинного цилиндрического слоя радиуса r , толщиной dr , перпендикулярно образующей которого течет ток плотностью $j(r)$, равно нулю вне этого слоя, а внутри него параллельно оси цилиндра и равно $dH = 4\pi c^{-1} j(r) dr$.

Если слой имеет проводимость σ и токи индуцируются при расширении его со скоростью v во внешнем магнитном поле H , то $j = \sigma v c^{-1} H$. Магнитное поле такого тока внутри цилиндра будет противоположно по направлению внешнему полю. Поэтому в цилиндрической волне расширения уравнение для токов $j(r)$ имеет вид

$$j(r) = \frac{\sigma(r)v(r)}{c} \left\{ H_0 - \frac{4\pi}{c} \int_0^r j(r') dr' \right\} \quad (3.1)$$

Решение его есть

$$j(r) = \frac{cH_0}{4\pi} w(r) \exp[-W(r)]$$

Магнитное поле при таком движении

$$H(r) = H_0 \exp[-W(r)]$$

Этот пример интересен тем, что в случае конечного радиуса волны ($\sigma v = 0$ при $r = r_0$), магнитное поле вне волны не меняется, хотя внутри волны оно вытесняется. Это, однако, не так, если волна имеет большую (по сравнению с радиусом), но конечную длину l . Такой цилиндр на больших (по сравнению с размерами) расстояниях создает магнитное поле такое же, как и магнитный диполь с моментом

$$M_{eff} \approx \frac{\pi l}{c} \int_0^{r_0} r^2 j(r) dr \quad (3.2)$$

Если величина σv растет достаточно быстро при уменьшении r , то функция $j(r)$ имеет резкий максимум в точке r^* , в которой

$$\frac{dw}{dr} + w^2 = 0$$

и экспоненциально мала при малых r . Тогда

$$\int_0^{r_0} r^2 j(r) dr \approx r^{*2} \int_0^{r_0} j(r) dr$$

Из уравнения (3.1), взятого в точке $r = 0$, где $w(0) = 0$, получаем

$$\int_0^{r_0} j(r) dr = \frac{cH_0}{4\pi}$$

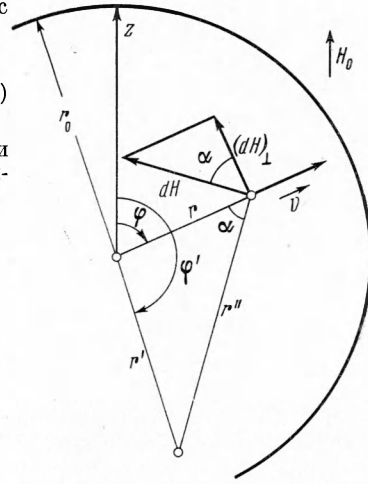
Следовательно

$$M_{eff} \approx \frac{1}{4} H_0 l r^{*2} \quad (3.3)$$

4. Несколько более сложный результат получается в случае, когда магнитное поле направлено перпендикулярно оси цилиндрической волны расширения. Рассмотрим случай, когда волна имеет резкую границу $r_0(t)$, скорость вещества v направлена по радиусу и, как и проводимость σ , зависит только от расстояния до оси цилиндра. В системе координат, принятой в п.3, внешнее магнитное поле H_0 будем считать направленным вдоль оси z в положительном направлении, ось цилиндра — вдоль оси x ; токи считаются положительными, если они текут в положительном направлении оси x . Введем полярные координаты r и φ ($0 \leq \varphi \leq 2\pi$) в плоскости zy (фигура).

Компонента магнитного поля, индуцирующая ток

$$H_\varphi = -H_0 \sin \varphi$$



Фиг. 1

магнитное поле в точке (r, φ) , вызванное токами, текущими через точку (r', φ') , есть (обозначения ясны из фигуры)

$$dH_1 = \frac{2}{c} j(r', \varphi') \frac{r'}{r''} dr' d\varphi'$$

$$(dH_1)_\varphi = -\frac{2}{c} j(r', \varphi') \frac{r'}{r''} \cos \alpha dr' d\varphi', \quad \cos \alpha = \frac{r - r' \cos(\varphi' - \varphi)}{r''}$$

Таким образом

$$H_\varphi(r, \varphi) = -H_0 \sin \varphi - \frac{2}{c} \int_0^{r_0} dr' \int_0^{2\pi} d\varphi' j(r', \varphi') \frac{r - r' \cos(\varphi' - \varphi)}{r^2 + r'^2 - 2rr' \cos(\varphi' - \varphi)}$$

$$j(r, \varphi) = -\sigma(r) v(r) c^{-1} H_\varphi(r, \varphi) \quad (4.1)$$

Если искать решение уравнения (4.1) в виде

$$j(r, \varphi) = j(r) \sin \varphi$$

то уравнение для функции $j(r)$ имеет вид

$$j(r) = \frac{\sigma(r) v(r)}{c} \left\{ H_0 + \frac{2\pi}{cr^2} \int_0^r j(r') r'^2 dr' - \frac{2\pi}{c} \int_r^{r_0} j(r') dr' \right\} \quad (4.2)$$

При произвольной зависимости функции σv от координат это уравнение не может быть решено в общем виде. Приближенное решение этого уравнения получается аналогично приведенному в следующем пункте для практически более интересного случая сферической волны расширения в магнитном поле.

5. Рассмотрим шар радиусом $r_0(t)$, расширяющийся в магнитном поле H_0 . Скорость вещества v направлена по радиусу и, как и проводимость σ , зависит только от расстояния до центра шара. Введем сферическую систему координат (r, ϑ, φ) , начало которой поместим в центр шара, а ось z направим вдоль магнитного поля. В книге [6] показано, что если по сфере радиуса R вдоль линий $\vartheta = \text{const}$ течет ток с поверхностной плотностью $i_0 \sin \vartheta$ (ток считается положительным, если он течет по часовой стрелке), то магнитное поле такой сферы имеет компоненты

$$H_r = -\frac{8\pi}{3} \frac{i_0 \cos \vartheta}{c} \begin{cases} 1, & r < R \\ (R/r)^3, & r > R \end{cases}$$

$$H_\vartheta = \frac{8\pi}{3} \frac{i_0 \sin \vartheta}{c} \begin{cases} 1, & r < R \\ -1/2 (R/r)^3, & r > R \end{cases}$$

Возвращаясь к рассмотрению расширяющегося шара, отметим предварительно, что так как скорость радиальна, ток вызывает только компонента H_ϑ , причем если $j(r, \vartheta) \sim \sin \vartheta$, то и $H_\vartheta \sim \sin \vartheta$, т. е. решение задачи о возбуждении тока в таком шаре можно будет искать в виде $j(r, \vartheta) = j(r) \sin \vartheta$.

Если рассмотреть точку на расстоянии r от центра шара, то все токи, текущие во внутренних по отношению к ней слоях, дают вклад в H_ϑ

$$H_\vartheta^{(1)} = -\frac{4\pi \sin \vartheta}{3cr^3} \int_0^r r'^3 j(r') dr'$$

Внешние слои дают

$$H_\vartheta^{(2)} = \frac{8\pi \sin \vartheta}{3c} \int_r^{r_0} j(r') dr'$$

Следовательно

$$H_\vartheta = -\sin \vartheta \left\{ H_0 + \frac{4\pi}{3cr^3} \int_0^r j(r) r^3 dr - \frac{8\pi}{3c} \int_r^{r_0} j(r) dr \right\}$$

Так как

$$j(r, \vartheta) = -\sigma(r) v(r) c^{-1} H_0$$

то уравнение для $j(r)$ имеет вид

$$j(r) = \frac{\sigma(r) v(r)}{c} \left\{ H_0 + \frac{4\pi}{3cr^3} \int_0^r j(r) r^3 dr - \frac{8\pi}{3c} \int_r^{r_0} j(r) dr \right\} \quad (5.1)$$

Как и в цилиндрическом случае, уравнение (5.1) не решается при произвольной зависимости σ и v от r .

Потенциал магнитного поля вне шара можно, используя формулы, приведенные в [6], записать в виде

$$A_\varphi = \frac{4}{3} \frac{\pi \sin \vartheta}{cr^2} \int_0^{r_0} j(r) r^3 dr$$

Сравнивая это выражение с формулой для поля магнитного диполя с моментом $A_\varphi = Mr^{-2} \sin \vartheta$, находим, что эффективный магнитный момент расширяющегося шара есть

$$M_{eff} = \frac{4}{3} \frac{\pi}{c} \int_0^{r_0} j(r) r^3 dr \quad (5.2)$$

Отсутствие точного решения $j(r)$ не позволяет точно вычислить M_{eff} , однако в некоторых случаях можно получить приближенные оценки этой величины.

а) малые скорости и проводимости. Интегральному уравнению (5.1) для $j(r)$ можно сопоставить дифференциальное

$$\frac{d}{dr} \left[r^4 \left(\frac{d}{dr} \frac{j(r)}{w(r)} - j(r) \right) \right] + r^3 j(r) = 0 \quad (5.3)$$

Если $w_+(r)r \ll 1$ при всех r ($0 < r < r_0$), то, пренебрегая в (5.3) малыми членами, получаем

$$\frac{d}{dr} \left[r^4 \frac{d}{dr} \frac{j(r)}{w(r)} \right] = 0 \quad (5.4)$$

Решением уравнения (5.4) будет функция

$$j(r) = w(r) (C_1 + C_2 r^{-3})$$

При $r = r_0$ из уравнения (5.1) получаем

$$j(r_0) = w(r_0) \left\{ \frac{cH_0}{4\pi} + \frac{1}{3r_0^3} \int_0^{r_0} r^3 j(r) dr \right\}, \quad \left[\frac{d}{dr} \frac{j(r)}{w(r)} \right]_{r=r_0} = j(r_0) - \frac{1}{r_0^4} \int_0^{r_0} r^3 j(r) dr$$

Из этих уравнений находим

$$C_1 = \frac{H_0 c}{4\pi}, \quad C_2 = \frac{H_0 c}{8\pi} \int_0^{r_0} r^3 w(r) dr \ll C_1 r_0^3$$

Следовательно

$$j(r) \approx \frac{H_0 c}{4\pi} w(r), \quad M_{eff} \approx \frac{4\pi H_0}{3c^2} \int_0^{r_0} \sigma(r) v(r) r^3 dr \quad (5.5)$$

что полностью совпадает с результатом работы [3],

б) большие скорости и проводимости. Если величина w быстро возрастает при уменьшении r , так что

$$rw(r) \gg 1$$

при $r < r_0$, то по аналогии с плоским случаем можно заключить, что ток течет лишь в узкой области и экспоненциально убывает при уменьшении r . В этом случае можно записать

$$j(r) = f(r) w(r) \exp \left[-\alpha \int_r^{r_0} w(r) dr \right]$$

где множитель $\alpha \sim 1$ и медленно меняющаяся функция $f(r)$ появляются в связи с возможным влиянием геометрии. Следовательно, ток как функция r имеет максимум вблизи точки r^* , где

$$\frac{dw}{dr} + \alpha w^2 = 0$$

Если этот максимум достаточно узок, то интеграл в формуле (5.5), определяющий магнитный момент, можно заменить на

$$r^{*3} \int_0^{r_0} j(r) dr$$

Так как в рассматриваемом случае функция $j(r)$ при малых r экспоненциально мала, то из уравнения (5.1), взятого в точке $r = 0$, получаем

$$0 \approx \frac{\sigma(0) v(0)}{c} \left\{ H_0 - \frac{8\pi}{3c} \int_0^{r_0} j(r) dr \right\}, \quad \text{или} \quad \int_0^{r_0} j(r) dr \approx \frac{3}{8\pi} H_0 c$$

так что

$$M_{eff} = \frac{1}{2} H_0 r^{*3} \quad (5.6)$$

Полученная формула справедлива при двух условиях:

- 1) величина r^* слабо зависит от неизвестного α ;
- 2) ширина пика функции $j(r)$ значительно меньше r^* .

Выполнение первого условия зависит от конкретного вида функции $w(r)$. Для уточнения второго условия представим

$$w(r) \exp \left\{ -\alpha \int_r^{r_0} w(r) dr \right\}$$

вблизи r^* в виде

$$w(r^*) \exp \left\{ -\alpha \int_{r^*}^{r_0} w(r) dr \right\} \exp \left\{ -\frac{(r-r^*)^2}{2\delta^2} \right\}$$

где полуширина пика δ должна быть значительно меньше r^* , т. е.

$$\delta \equiv \left[\left(\frac{w'}{w} \right)^2 - \frac{w''}{w} - \alpha w' \right]_{r=r^*}^{-1/2} \ll r^* \quad (5.7)$$

при $r = r^*$ отношение $w' / w^2 = -\alpha$, следовательно, (5.7) можно записать в виде

$$r^* \left[-2\alpha w'(r^*) - \frac{w''(r^*)}{w(r^*)} \right]^{-1/2} \gg 1$$

в) в случае, когда величина w достаточно велика, так что даже на границе шара $w' + \alpha w > 0$, то плотность тока монотонно спадает от границы в глубь шара, и в этом случае в формулах п. б) необходимо вместо r^* брать r_0 . При этом получаем известную формулу, определяющую магнитный момент идеально-проводящего шара, расширяющегося в магнитном поле [1].

6. Развитый выше метод был использован при сопоставлении теоретических вычислений с экспериментальными данными [4]. При этом гидродинамические и термодинамические характеристики разлетающегося вещества вычислялись на основе модели точечного взрыва [7]. Величина проводимости вычислялась по формуле¹

$$\sigma = 1.05 \cdot 10^{16} T^\circ \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^{-1/2} \exp \left\{ -\frac{6.04 \cdot 10^4}{T^\circ} \right\} \quad (6.1)$$

Здесь T° — температура воздуха в $^\circ\text{K}$, ρ_0 — плотность воздуха при нормальных условиях.

¹ Частное сообщение Е. В. Плетникова. Полученная им формула (6.1), описывающая проводимость воздуха в интервале температур $(5 \div 20) \cdot 10^3$ $^\circ\text{K}$ согласуется с экспериментальными данными, приведенными в [8].

Так как объем начального выделения энергии имеет вытянутую форму, продольный размер которой ($l \sim 0.1$ см) значительно больше поперечного, и так как магнитное поле продольно, в данном случае следует использовать результаты п.3.

Было получено, что до $t \sim 10^{-7}$ сек расширяющееся вещество можно считать бесконечно-проводящим. Магнитный момент может быть вычислен по формуле (3.3), в которой r^* следует заменить на r_0 — радиус фронта ударной волны.

В более поздние моменты времени радиус области, по которой текут токи, становится меньше r_0 . Можно предположить, что именно в эти моменты времени прекращается рост магнитного момента. В случае справедливости такого предположения максимальный магнитный момент M_{\max} определяется также по формуле (3.3), в которой теперь r^* заменяется на r_1 , определяемое условием

$$[r_1 w(r_1)]_{r_1=r_0} = 1 \quad (6.2)$$

Если в эти моменты времени состояние газа на фронте ударной волны еще описывается решением Л. И. Седова, то уравнение (6.2) можно записать в виде (здесь и ниже все величины берутся в системе CGSE)

$$0.9 \cdot 10^{-7} r_1 z^{3/4} \exp \{-5 \cdot 10^{12} / z\} = 1, \quad z = E / \rho_0 r_1^2$$

Пренебрегая медленно меняющимся предэкспоненциальным множителем, получаем решение уравнения (6.2): $z \sim 5 \cdot 10^{12}$ или $r_1^2 = 1/5 E \rho_0^{-1} 10^{-12}$. Следовательно

$$M_{\max} = 1/4 H_0 i r_1^2 = 5 \cdot 10^{-14} H_0 E l \rho_0^{-1}$$

Подставляя численные значения величин, получаем для случая, имевшего место в [4]

$$M_{\max} \sim 5 \cdot 10^{-5} H_0$$

Более точную оценку M_{\max} дать не представляется возможным, так как состояние воздуха в области за фронтом ударной волны не описывается моделью точечного взрыва Л. И. Седова (например, даже грубый учет теплопроводности существенно меняет [7] картину распределения температуры во внутренних областях).

Экспериментально измеренная величина $M_{\max} \sim 10^{-5} H_0$. Причина такого расхождения, возможно, заключается в том, что не вся энергия вспышки лазера выделяется в искре светового пробоя газа. По-видимому, значительная доля энергии либо рассеивается, либо проходит сквозь область искры (в этой связи следует заметить, что приведенная выше оценка явно занижена, так как, по-видимому, рост магнитного момента продолжается некоторое время после отрыва токов от фронта ударной волны).

Характер зависимости M_{\max} от энергии, выделившейся в искре, и плотности газа совпадает с полученным экспериментально.

При написании работы неоднократно имели место содержательные дискуссии с Ю. А. Медведевым и В. В. Ивановым, которым автор выражает свою искреннюю признательность.

Поступила 26 X 1967

ЛИТЕРАТУРА

1. Г и н з б у р г В. Л. Сверхпроводимость, М., Изд-во АН СССР, 1946.
2. Р а й з е р Ю. П. О торможении и превращениях энергии плазмы, расширяющейся в пустом пространстве, в котором имеется магнитное поле. ПМТФ, 1963, № 6.
3. А с к а р ь я н Г. А., Р а б и н о в и ч М. С. Лавинная ионизация среды под действием вспышки интенсивного света. ЖЭТФ, 1965, т. 48, № 1.
4. А с к а р ь я н Г. А., Р а б и н о в и ч М. С., С а в ч е н к о М. М., С т е п а н о в В. К. «Огненный шар» светового пробоя в фокусе луча лазера. Письма в редакцию ЖЭТФ, 1967, т. 5, вып. 5.
5. Л а н д а у Л. Д., Л и ф ш и ц Е. М. Электродинамика сплошных сред, М., Гостехиздат, 1957.
6. С м а й т В. Электростатика и электродинамика. М., Изд-во иностр. лит., 1954.
7. К о р о б е й н и к о в В. П., М е л ь н и к о в а Н. С., Р я з а н о в Е. В. Теория точечного взрыва. М., Физматгиз, 1961.
8. Ф е р и А. Основные результаты экспериментов на ударных трубах. М., Госатомиздат, 1963.