Ордена Ленина и ордена Октябрьской Революции
Институт атомной энергии
им. И. В. Курчатова

К.А. Байгарин, Д.В. Филиппов

ИАЭ-5018/7

# ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКОВ С МИШЕНЬЮ В АЗИМУТАЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Москва - 1990

Ордена Ленина и ордена Октябрьской Революции
Институт атомной энергии им. И.В. Курчатова

К.А. Байгарин, Д.В. Филиппов

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ
РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКОВ
С МИШЕНЬЮ
В АЗИМУТАЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Москва
1990

УДК 539.12.04

Ключевые слова: генерация сильноточных пучков, транспортировка РЭП, взаимодействие мощного РЭП с веществом, импульсное магнитное поле, дрейф электронов в магнитном поле, фокусировка сильноточного электронного пучка, дрейф РЭП в азимутальном магнитном поле.

Рассматривается кинематика движения электронов в дрейфовой камере с азимутальным магнитным полем, исследуется возможность фокусировки релятивистских электронных пучков за счет уменьшения тока в осевом проводнике, решается задача о нахождении функции распределения взаимодействующих с мишенью электронов пучка при наличии внешнего магнитного поля.

Transport and focucing of REB is analyzed for a beam propagating and interacting with foil-convetror in a 1/r azimuthal magnetic field produced by a current driven in a wire. The destribution function of electrons in beam interacts with target is determined.



Транспортировка и потери энергии сильноточного релятивистского электронного пучка (РЭП) в газе представляют интерес для задач по передаче больших мощностей на расстояние, нагрева плазмы для УТС в открытых ловушках, накачки газовых лазеров.

Под действием инжектируемого в дрейфовую камеру пучка газ ионизуется, в образовавшейся плазме возбуждается обратный ток, который компенсирует собственное магнитное поле пучка. В этом случае можно достичь высокой степени компенсации тока пучка встречным обратным током плазмы, что позволяет использовать для транспортировки и фокусировки РЭП относительно небольшие по величине внешние магнитные поля. Устойчивость РЭП в плазме с магнитными полями различной конфигурации исследовалась в работе [1]. Электронный пучок формируется в диоде сильноточного ускорителя, где его выходные параметры (функция распределения) могут определяться типом диода. После прохождения тонкой анодной фольги электроны инжектируются в дрейфовую камеру с газом и внешним магнитным полем [2, 3].

В данной работе обсуждается кинематика движения электронов пучка при транспортировке в дрейфовой камере с азимутальным магнитным полем, которое создается проводником с током, расположенным на оси камеры. Приводятся результаты по фокусировке РЭП на границе, где происходят изменения величины внешнего магнитного поля. Рассматривается взаимодействие пучка с мишенью во внешнем магнитном поле.

## 1. ДВИЖЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ ПРЯМОГО ТОКА

Здесь описаны основные свойства траекторий частиц, движущихся в постоянном внешнем магнитном поле. Рассматривая движение релятивистской заряженной частицы в цилиндрической системе координат $(r, \varphi, z)$ в магнитном поле

$$\vec{H} = -\frac{2}{cr}\vec{e}_{\varphi} I_{пр}$$

прямого тока, текущего в отрицательном направлении оси z, приходим к законам сохранения в виде

$$M \equiv \dot{\varphi} r^2 = \mathrm{const}\,;$$

$$W \equiv \dot{z} - \alpha v \ln \frac{r}{r_0} = \mathrm{const}\,; \qquad (1)$$

$$\mathcal{E} \equiv \dot{r}^2 + (W + \alpha v \ln \frac{r}{r_0})^2 + \frac{M^2}{r^2} = \mathrm{const},$$

где M — момент импульса вдоль оси z; W — обобщенный импульс вдоль оси z; $\mathcal{E}$ — энергия, $\alpha = 2I_{пр}/I_A$; $I_A = mc^2 v/e$ — альфвеновский ток пучка частиц той же энергии.

Если ввести $\theta$ — угол между направлениями скорости частицы и магнитного поля и $\psi$ — угол между осью z и проекцией скорости на плоскость (r, z), то $v_\perp = v\sin\theta$, $v_\parallel = v\cos\theta$ — перпендикулярная и параллельная магнитному полю компоненты скорости, $\dot{z} = v_\perp \cos\psi$, $\dot{r} = v_\perp \sin\psi$. Выразив $\dot{\varphi}$, $\dot{r}$, $\dot{z}$ из интегралов движения, приходим к обыкновенным дифференциальным уравнениям, которые интегрируются в квадратурах:

$$t_2 - t_1 = \pm \frac{r_ц}{\alpha v} \int_{p_1}^{p_2} \frac{\exp(p/\alpha)}{L(p)}\, dp;$$

$$z_2 - z_1 = \pm \frac{r_ц}{\alpha} \int_{p_1}^{p_2} \frac{p \exp(p/\alpha)}{L(p)}\, dp; \qquad (2)$$

$$\varphi_2 - \varphi_1 = \pm \int_{p_1}^{p_2} \frac{C_0 \exp(p/\alpha)}{L(p)}\, dp,$$

где

$$L^2(p) = 1 - p^2 - C_0^2 \exp(-2p/\alpha);$$

$$p(r) = \alpha \ln \frac{r}{r_0} + \sin\theta_0 \cos\psi_0\,;$$

$$C_0 = \cos\theta_0 \exp(\sin\theta_0 \cos\psi_0/\alpha)$$

(для частиц, летящих поперек поля, $C_0 = 0$);

$$r_ц = r_0 \exp(-\sin\theta_0 \cos\psi_0/\alpha),$$

если расстояние $r_ц$ на траектории достигается, то в этой точке осевая компонента скорости обращается в нуль. В формулах (2) знак плюс берется на участках траектории с $\dot{r} > 0$.



Покажем, что проекция траектории на плоскость (r, z) представляет собой замкнутую кривую, дрейфующую с постоянной скоростью вдоль оси z. В радиальном направлении движение частицы описывается уравнением

$$\ddot{r} = -\frac{dU(r)}{dr}\,; \quad U(r) = \frac{1}{2}\left\{\frac{M^2}{r^2} + [W + \alpha v \ln \frac{r}{r_0}]^2\right\},$$

которое можно трактовать как уравнение механического движения материальной точки единичной массы в поле с потенциалом U(r). Функция U(r) имеет минимум. Из механики хорошо известно, что в таком потенциале частица будет совершать периодические колебания в области

$$U(r) \leqslant U(r_0) + \frac{1}{2} v_0^2 = U_0\,,$$

где $r_0$ и $v_0$ — начальные координата и скорость частицы. Следовательно, в исходной задаче функция r(t) является периодической. Минимальное и максимальное расстояния от частицы до оси определяются из условия

$$U(r_{extr}) = U_0\,,$$

а период функции r(t) равен

$$T = 2 \int_{r_{min}}^{r_{max}} \frac{dr}{\sqrt{2(U_0 - U(r))}}\,.$$

Из закона сохранения обобщенного импульса вдоль оси z, ограниченности и периодичности функции r(t) следует, что функция $\dot{z}(t)$ также является периодической и ограниченной. Находя первообразную ограниченной периодической функции $\dot{z}(t)$, получим сумму ограниченной периодической и линейной части, вторая из которых и определяет дрейф вдоль оси z с постоянной скоростью. В системе отсчета, движущейся со скоростью дрейфа, периодические функции r(t) и z(t) имеют один и тот же период. Следовательно, в этой системе отсчета траектория r(z) представляет собой замкнутую кривую. Определим скорость дрейфа частицы $v_D$ и частоту вращения $\omega$. Из уравнений траектории (2) получим

$$\frac{v_D}{v} = \left[\int_{p_{min}}^{p_{max}} \frac{p \exp(p/\alpha)}{L(p)}\, dp\right]\left[\int_{p_{min}}^{p_{max}} \frac{\exp(p/\alpha)}{L(p)}\, dp\right]^{-1};$$

$$\omega = \pi \frac{\alpha v}{r_ц} \left[ \int_{p_{min}}^{p_{max}} \frac{\exp(p/\alpha)}{L(p)} dp \right]^{-1},$$

где $p_{min}$ и $p_{max}$ являются нулями функции $L(p)$. Видно, что все интегралы в написанных выражениях зависят только от константы $C_0$, которая не зависит от расстояния до оси, а определяется энергией частицы и углом $\tilde{\theta}$ в наиболее удаленной от оси точке траектории:

$$C_0 = \cos\tilde{\theta}\, \exp(\sin\tilde{\theta}/\alpha).$$

Итак, мы нашли, что скорость дрейфа не зависит от расстояния до оси. Для частиц, летящих поперек магнитного поля, интегралы, определяющие траекторию, берутся аналитически. В этом случае

$$\frac{r}{r_0} = \exp\left(\frac{\cos\psi - \cos\psi_0}{\alpha}\right);$$

$$\frac{v_D}{v} = \frac{I_1(1/\alpha)}{I_0(1/\alpha)}; \quad \omega = \frac{v}{r_ц} \frac{\alpha}{I_0(1/\alpha)}, \tag{3}$$

где $I_{0,1}$ — модифицированные функции Бесселя.

## 2. ФОКУСИРОВКА ПУЧКА В ДРЕЙФОВОЙ КАМЕРЕ

Рассмотрим следующую схему фокусировки. В двух частях дрейфовой камеры, разделенных фольгой, создаются различные магнитные поля за счет различных токов $I_1$ и $I_2$ в осевых проводниках. Пучок транспортируется зарядо- и toконейтрализованным в сторону части камеры с меньшим током $I_2$. Так как во второй части камеры частицы движутся по окружностям большего ларморовского радиуса $R_L = r/\alpha$, $\alpha = 2I/I_A$ ($r$ — расстояние до оси), то при переходе из первой части камеры во вторую расстояние от центра ларморовского кружка до оси уменьшается, т.е. происходит фокусировка пучка.

В дрейфовом приближении ($\alpha \gg 1$) оценим, как меняется расстояние от центра ларморовской окружности до оси. За каждый оборот частица совершает два столкновения с фольгой: первое — при переходе из первой части во вторую (нечетные столкновения) и второе — при обратном переходе (четные). Если $r_ц$ — расстояние от центра ларморовской окружности до оси камеры, а $r_1$, $r_2$ и $\psi_{1,2}$ — расстояние до частицы и углы между скоростью и осью z при четных и нечетных столкновениях, то из (3) получаем, что на k-м обороте

$$r_{k1} = r_{kц} \exp\left(\frac{\cos\psi_{k1}}{\alpha_1}\right); \quad r_{k2} = r_{k1} \exp\left(\frac{\cos\psi_{k2} - \cos\psi_{k1}}{\alpha_2}\right),$$
$$r_{(k+1)ц} = r_{k2} \exp\left(-\frac{\cos\psi_{k2}}{\alpha_1}\right). \tag{4}$$

Следовательно, для изменения $r_ц$ за один оборот имеем

$$r_{(k+1)ц} = r_{kц} \exp\left\{(\cos\psi_{k1} - \cos\psi_{k2})\left(\frac{1}{\alpha_1} - \frac{1}{\alpha_2}\right)\right\}. \tag{5}$$

Введем следующие переменные: $\varphi$ — полный угол поворота частицы по ларморовской окружности, $\varkappa$ — относительное расстояние от центра ларморовского кружка до фольги в единицах ларморовского радиуса. Если фольга в общем случае наклонена под углом $\beta$ к вертикали, то за время взаимодействия с фольгой $\varkappa$ меняется от минус единицы до единицы со скоростью

$$\frac{d\varkappa}{dt} = \frac{v_D}{\cos\beta} \frac{1}{R_L} = \frac{v}{2r_ц \cos\beta}, \tag{6}$$

не зависящей от того, с какой стороны от фольги находится частица. В дрейфовом приближении, если считать, что $r_ц$ меняется не сильно, суммарный угол $\varphi$, который частица набирает будучи справа или слева от фольги одинаков. Следовательно, если T — полное время, проведенное частицей вблизи фольги ($|\varkappa| < 1$), то количество оборотов N, которое совершила частица, определим из формулы

$$T = \frac{\pi N}{\omega_1} + \frac{\pi N}{\omega_2} \equiv \frac{r_ц}{v} \pi N\left(\frac{1}{\alpha_1} + \frac{1}{\alpha_2}\right).$$

Взяв суммарное время T из условия $|\varkappa| < 1$ и известной скорости $d\varkappa/dt$ (6), получим

$$N = \frac{4}{\pi} \frac{\alpha_1 \alpha_2}{\alpha_1 + \alpha_2} \cos\beta. \tag{7}$$

В дрейфовом приближении число оборотов $N \gg 1$. Так как углы $\psi_{k1}$ меняются от $[-(\pi/2) + \beta]$ до $(\pi/2 + \beta)$, а $\psi_{k2}$ от $[-(\pi/2) + \beta]$ до $[-(3/2)\pi + \beta]$, то, пользуясь известными формулами для сумм рядов, можно провести оценки:

$$\sum_{k=1}^{N} \cos\psi_{k1} \simeq - \sum_{k=1}^{N} \cos\psi_{k2} \simeq \cos\beta \frac{2N}{\pi}.$$

Следовательно, для изменения расстояния от оси камеры до центра ларморовского кружка частицы получаем соотношение

$$\tilde{r}_{ц} = r_{ц} \exp\left(\frac{8}{\pi} \cos^2\beta \frac{I_2 - I_1}{I_2 + I_1}\right). \qquad (8)$$

Итак, при рассматриваемой фокусировке расстояния от оси до центров ларморовских кружков уменьшаются в одно и то же число раз независимо от энергий частиц. Фокусировка всегда уменьшается при наклоне фольги (независимо от направления) и увеличивается при увеличении разности токов $(I_1 - I_2)$ или уменьшении их средней величины. Предельный коэффициент сжатия, который можно получить при однократном изменении тока $\beta = 0$, $I_1 \gg I_2$, равен

$$k_{сж,0} = \frac{r_{ц}}{\tilde{r}_{ц}} = \exp\left(\frac{8}{\pi}\right) \simeq 12{,}8.$$

Отметим, что последовательным изменением тока можно получить больший коэффициент фокусировки при одинаковых начальном и конечном токах. Так, например, при последовательном уменьшении тока от $I_1$ до $I_2$ и затем до $I_3$ получаем коэффициент сжатия

$$k_{сж} = \exp\left(\frac{8}{\pi} \cdot 2 \cdot \frac{I_1/I_3 - 1}{I_1/I_3 + 1 + (I_1/I_2 + I_2/I_3)}\right),$$

который больше аналогичного коэффициента для однократного изменения тока от $I_1$ до $I_3$. При непрерывном изменении тока коэффициент сжатия имеет вид

$$k_{сж} = \exp\left(\frac{8}{\pi} \int_{I_{min}}^{I_{max}} \frac{dI}{2I}\right) = \left(\frac{I_{max}}{I_{min}}\right)^{(4/\pi)}$$

и может достигать сколь угодно большой величины.

Для частиц, летящих не перпендикулярно магнитному полю, а под углом $\theta$ к его направлению, изменение расстояния $r_{ц}$ за один оборот в отличие от (5) будет иметь вид

$$r_{ц\,(k+1)} = r_{kц} \exp\left\{\sin\theta(\cos\psi_{k1} - \cos\psi_{k2})\left(\frac{1}{\alpha_1} - \frac{1}{\alpha_2}\right)\right\}.$$



Из-за увеличения производной $d\text{æ}/dt$ (6) число столкновений N (7) уменьшается в $\sin\theta/(1 + \cos^2\theta)$ раз. В итоге для коэффициента фокусировки (сжатия) получаем

$$\frac{r_{ц}}{\tilde{r}_{ц}} = \exp\left(\frac{8}{\pi} \cos^2\beta \frac{I_1 - I_2}{I_1 + I_2} \frac{1 - \cos^2\theta}{1 + \cos^2\theta}\right). \qquad (9)$$

Наличие продольных скоростей уменьшает эффект фокусировки, а для частиц, летящих вдоль поля $\theta = 0$, он совсем отсутствует.

## 3. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ПУЧКА С МИШЕНЬЮ

Далее рассмотрим взаимодействие зарядо- и токонейтрализованного пучка с фольгой во внешнем магнитном поле прямого тока. Определим время взаимодействия электронов с мишенью и найдем распределение взаимодействующих электронов по энергии.

Рассмотрим случай, когда толщина фольги d много больше длины $l_i$, на которой происходит изотропизация пучка, и много меньше длины энергетического пробега электронов в веществе мишени $l_E$: $l_i \ll d \ll l_E$. (На самом деле для дальнейших рассуждений вместо первого неравенства нам будет достаточно выполнить более слабое условие $l_i \ll d \cdot P$, где P – количество проходов одного электрона через фольгу.)

Определим "время ухода" электронов энергии K из мишени следующим образом:

$$\tau(K) = N(K) \left(\left.\frac{dN}{dt}\right|_y\right)^{-1}, \qquad (10)$$

где N(K) – число электронов, взаимодействующих с фольгой (находящихся внутри нее), а $(dN/dt|_y)$ – поток тех электронов, которые покидают фольгу и уже в нее не вернутся. Параметры частиц, уходящих из фольги, определяются аналогично тому, как в [2] находились параметры инжектируемых в камеру частиц. Покидают фольгу частицы с $\psi > \psi_{кр}(\theta)$, причем в дрейфовом приближении

$$(1 - \sin\psi_{кр})R_L = \frac{2\pi}{\omega_н} v_D(\theta),$$

или $\qquad (11)$

$$1 - \sin\psi_{кр}(\theta) = 2\pi v_D/v_\perp.$$

Мы считаем, что частицы в фольге распределены изотропно, т.е. количество частиц, летящих в данный момент времени в единичном телесном угле, не зависит от направления. Количество частиц, вылетающих в заданном направлении из плоского слоя, перпендикулярного оси камеры z и имеющего толщину $\Delta z$, равно

$$\Delta N = n\Delta z \frac{\Delta\Omega}{4\pi},$$

где n – линейная плотность частиц; $\Delta\Omega = \sin\theta \cdot \Delta\theta \cdot \Delta\psi$ – телесный угол. Следовательно, поток частиц в рассматриваемый телесный угол равен

$$\frac{dN}{dt} = n(v \sin\theta \cos\psi) \frac{1}{4\pi} \sin\theta \, d\theta \, d\psi,$$

а в "конус ухода" $\psi > \psi_{кр}$ попадает количество частиц, равное

$$\left(\frac{dN}{dt}\Big|_y\right) = \int_0^{\pi}\int_{\psi_{кр}}^{\pi/2} n\, v \sin^2\theta \cos\psi \frac{1}{4\pi} d\theta\, d\psi =$$

$$= n\int_0^{\pi} v_{\perp}(1 - \sin\psi_{кр}(\theta)) \frac{1}{4\pi} \sin\theta \, d\theta. \qquad (12)$$

Отсюда с учетом (11) получаем

$$\left(\frac{dN}{dt}\Big|_y\right) = n\langle v_D(\theta)\rangle_\theta .$$

Следовательно, для "времени ухода" (10)

$$\tau(K) = \frac{d}{\langle v_D(\theta)\rangle_\theta} = \frac{d}{v}\frac{3I}{I_A}. \qquad (13)$$

Полученный ответ можно объяснить иначе. Пучок покидающих фольгу частиц является изотропным и поток его частиц через плоскость, перпендикулярную оси z, равен $n_п \cdot \langle v_D \rangle_\theta$, где $n_п$ – линейная плотность частиц в изотропизированном пучке. Однако по теореме Лиувилля $n_п$ равна плотности фольги, откуда и получаем (13).

Если бы энергия частиц не менялась, то $\tau(K)$ было бы временем, в течение которого электрон взаимодействует с мишенью, находясь внутри нее. В этом случае эффективный пробег электронов в мишени будет равен

$$l = P \cdot d = 3\frac{I_{пр}}{I_A} d,$$

где $P = 3I_{пр}/I_A$ – коэффициент многопроходовости. Заметим, что истинное время, в течение которого электрон находится вблизи мишени (с учетом времени между столкновениями), в $R_L/d$ раз больше $\tau$, т.е.

$$t \sim \tau \frac{R_L}{d} \sim \frac{r}{v},$$

где r – расстояние до оси, а v – скорость частицы. В тех случаях, когда характерные времена изменения потока электронов на мишень (длина импульса) много больше указанной величины t, исследования взаимодействия пучка с мишенью можно проводить в стационарном приближении. Указанное условие обычно выполняется, так как $t \sim 1$ нс, а $t_{имп} \sim 100$ нс.

Напишем кинетическое уравнение для f(K)-функции распределения взаимодействующих с фольгой электронов в стационарной задаче. Пусть q(K) – поток падающих на мишень электронов в единичном интервале энергий, при этом учитываются только вновь пришедшие электроны, т.е. те, которые не сталкивались с мишенью ранее. Уход частиц определяется временем $\tau$ (K) (10):

$$\left(\frac{df}{dt}\Big|_y\right) = f(K)/\tau(K).$$

За счет торможения происходит движение электронов в фазовом пространстве в сторону меньших энергий, которое характеризуется потоком

$$\Pi(K) = f(K)\left|\frac{dK}{dt}\right|.$$

Следовательно, для функции распределения получаем уравнение

$$q(K) - \frac{f(K)}{\tau(K)} + \frac{d}{dK}\Pi(K) = 0. \qquad (14)$$

Умножая последнее на $G(K) \equiv \exp\left\{-\int_0^K [(dK'/dt)\cdot\tau]^{-1} dK'\right\}$, получаем

$$q(K)G(K) + \frac{d}{dK}[\Pi.G] = 0. \qquad (15)$$

Решением этого уравнения является функция

$$f(K) = \frac{1}{G(K)|dK/dt|}\int_K^{\infty} q(K')G(K')dK'. \qquad (16)$$

В том случае, когда пучок является моноэнергетическим $q = Q \cdot \delta(K - K_0)$, решение (16) упрощается:

$$f(K) = \frac{Q}{\left|\frac{dK}{dt}\right|} \exp\left\{ -\int_K^{K_0} \frac{dK'}{\tau(K')\left|\frac{dK'}{dt}\right|} \right\}. \qquad (17)$$

Последнее можно переписать в более удобном виде, учитывая выражение (13) для "времени ухода" $\tau(K)$:

$$f(K) = \frac{Q}{W_0} \frac{1}{U(K/K_0)} \exp\left\{ -\frac{L}{d} \frac{I_{0A}}{3I_{пр}} \int_{K/K_0}^{1} \frac{vI_A(xK_0)}{v_0 I_{0A}} \frac{dx}{U(x)} \right\}, \qquad (18)$$

где $W_0$ – мощность потерь энергии электрона при начальной энергии $K_0$; $U(K/K_0) = W(K)/W_0$; $W(K) = |dK/dt|$; $L = K_0 v_0/W_0$ – эффективная длина торможения; $I_{0A}$ – альфвеновский ток падающего пучка; $v$ – скорость электронов. В классическом приближении, т.е. при достаточно малых энергиях электронов, пользуясь решением (18), можно найти суммарную энергию всех электронов, взаимодействующих с фольгой, – эта суммарная энергия характеризует выход энергии излучения. Считая, что $I_A \backsim v$, а $K \backsim v^2$, получим

$$Kf(K) = Q \frac{3I_{пр}}{I_{0A}} \frac{d}{v_0} K_0 \left(\exp\left\{ -\frac{L}{d} \frac{I_{0A}}{3I_{пр}} \int_{K/K_0}^{1} \frac{xdx}{U(x)} \right\}\right)'_K .$$

Следовательно, суммарная энергия равна

$$E = Q \frac{d}{v_0} \frac{3I_{пр}}{I_{0A}} K_0 \left\{ 1 - \exp\left(-\frac{L}{d} \frac{I_{0A}}{3I_{пр}} \int_0^1 \frac{x\,dx}{U(x)}\right) \right\}.$$

При $L \gg d$ последним членом можно пренебречь, тогда

$$E \simeq Q \frac{d}{v_0} K_0 P \simeq E_{прям} P,$$

где $E_{прям}$ – суммарная энергия взаимодействующих с фольгой электронов при однократном прохождении через фольгу. Таким образом, из-за многопроходовости энерговклад электронов пучка в фольговую мишень больше в $P \equiv 3I_{пр}/I_A$ раз.

### Список литературы

1. Рудаков Л.И. – Физика плазмы, 1978, т. 4, № 1, с. 72.
2. Ottinger P.F., Goldstein S.A. – Phys. Rev. Lett., 1980, vol. 45, p. 340.
3. Lee J.R. et al. – J. Appl. Phys., 1984, vol. 56, p. 3175.



Редактор С.А. Руцкая
Технический редактор С.К. Сведлова
Корректор В.П. Горячева

Подписано в печать 17.01.90. Т-06641. Формат 60x90/16
Печать офсетная. Усл. печ. л. 0,75. Уч.-изд. л. 0,7
Тираж 163. Цена 2 р. 30 к. Заказ 146. Индекс 3624

Подготовлено к изданию и отпечатано
в Институте атомной энергии им. И.В. Курчатова
123182, Москва, пл. Академика Курчатова