

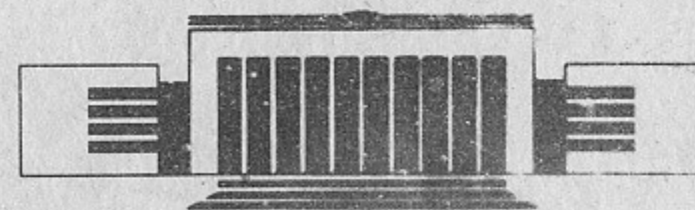


43
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ
им. Г.И. Будкера СО РАН

В.Т. Астрелин, С.В. Лебедев

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ СОБСТВЕННОГО
МАГНИТНОГО ПОЛЯ
ДЛЯ МОДУЛЯЦИИ ТОКА
СИЛЬНОТОЧНОГО РЭП

ИЯФ 92-54



НОВОСИБИРСК

Способы модуляции тока сильноточных электронных пучков рассматривались в целом ряде работ [1-5]. В случае, когда речь идет о модуляции на частотах порядка 1 ГГц и выше, эти способы основаны на использовании пространственного заряда пучка и осуществлении периодического запираения пучка ВЧ полем в канале транспортировки. Ограничения данного подхода состоят в том, что величина модулированного тока не может превосходить предельного тока, определяемого пространственным зарядом пучка.

В настоящей работе предлагается способ модуляции сильноточных РЭП, не связанный с его пространственным зарядом и, соответственно, позволяющий избежать указанного ограничения. В предлагаемом подходе используется собственное магнитное поле пучка, и считается что в области транспортировки пучок нейтрализован по пространственному заряду.

Схема предлагаемого способа модуляции приведена на рис.1. Кольцевой пучок с достаточно малым угловым разбросом генерируется в бесфольговом диоде в ведущем магнитном поле. Пучок проходит через узкую коаксиальную щель в толстом аноде и попадает в дрейфовое пространство, где расположен тороидальный фольговый узел. Этот узел образован внутренним и внешним проводящими цилиндрами и двумя тонкими проводящими фольгами. Радиус инжектируемого пучка несколько превышает радиус внутреннего цилиндра. Данный тороидальный виток может рассматриваться как короткозамкнутая вторичная обмотка трансформатора, в котором в качестве первичной обмотки используется электронный пучок. Если характерное время затухания тока в витке, определяемое его индуктивностью и омическим сопротивлением, велико по сравнению с длительностью пучка (как показывают оценки, это условие легко выполнимо), то величина наведенного в витке тока

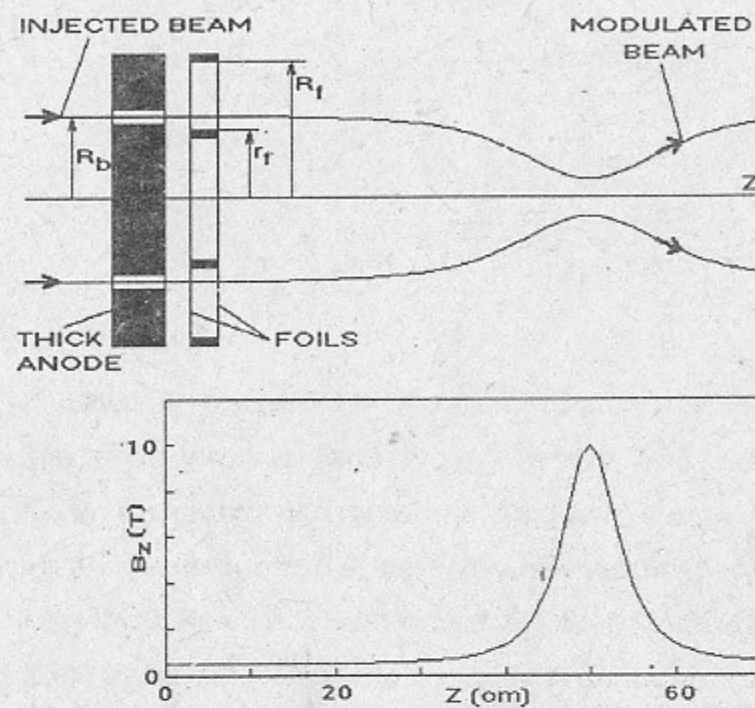


Рис.1 Схема способа модуляции пучка. R_b - радиус пучка, R_f и r_f - внешний и внутренний радиусы фольгового витка. Внизу - распределение магнитного поля на оси.

направлен навстречу току пучка. Протекание радиально направленного тока по фольгам приводит к тому, что на них происходит скачок азимутального магнитного поля B_ϕ . Соответственно, все электроны пучка при пересечении каждой фольги приобретают дополнительный питч-угол $\varphi(r) = \frac{\delta B_\phi(r)}{B_z}$. Если толщина пучка δr достаточно мала по сравнению с его радиусом R_b , то все электроны приобретают практически одинаковый питч-угол ($\frac{\delta\varphi}{\varphi} \approx \frac{\delta r}{R_b} \ll 1$). Если расстояние между фольгами равно половине шага ларморовской спирали в ведущем магнитном поле, то происходит суммирование питч-углов, приобретаемых на каждой фольге, и суммарный питч-угол после прохождения обеих фольг станет равен [6]:

$$\varphi_s = \frac{4I_f}{cR_b B_z} \quad (2)$$

После фольгового узла пучок движется в магнитном поле пробочной конфигурации, где питч-угол электронов увеличивается и при достаточно большом

определяется из условия неизменности азимутального магнитного потока. Величина наведенного тока I_f по тороидальному витку дается соотношением:

$$I_f = -I \frac{\ln\left(\frac{R_f}{R_b}\right)}{\ln\left(\frac{R_f}{r_f}\right)} \quad (1)$$

Здесь I - ток пучка, R_b - радиус пучка, R_f - внешний радиус фольгового витка, r_f - внутренний радиус. Знак минус отражает то обстоятельство, что ток по внутреннему цилиндру

пробочном отношении $M = \frac{B_0}{B_m} \left(M > \frac{1}{\sin^2(\varphi_s)} \right)$ произойдет отражение всех электронов от магнитной пробки. Через время $t \approx \frac{2L}{c}$ (L - расстояние от фольг до точки отражения) отраженные электроны начнут пересекать фольги тороидального витка в обратном направлении. Это приведет к тому, что суммарный ток электронов через виток станет равен нулю и, следовательно, обратится в нуль и ток наведенный в фольговом витке. Электроны пучка, пересекающие фольги, начиная с этого момента не приобретают дополнительного питч-угла и будут проходить через магнитную пробку. Это будет продолжаться до тех пор, пока не прекратится поток отраженных электронов через фольги и ток I_f не будет вновь определяться только током инжектируемого пучка. Далее описанная картина будет повторяться, так что ток пучка за магнитной пробкой окажется промодулированным.

Существует ряд эффектов, которые могут существенно изменить идеализированную картину, описанную выше.

Прежде всего, вылет отраженных электронов в диод ускорителя может приводить к изменению условий генерации пучка в диоде, а также к влиянию на процесс модуляции пучка. Для устранения вылета отраженных электронов в диод ускорителя используется толстый анод (с толщиной более шага ларморовской спирали электронов пучка) с узкой кольцевой щелью. Подобная конфигурация анода использовалась ранее в разновидности виркатора - редитроне [7,8] и существенно снижала количество электронов, проникающих в диод ускорителя. В нашем случае поперечная скорость отраженных электронов велика и в расчетах считалось, что все отраженные от магнитной пробки электроны после пересечения фольг полностью поглощаются в анодном канале.

Другим фактором, существенно влияющим на возможность модуляции является угловой разброс электронов пучка. Для определения степени влияния конфигурации магнитного поля и углового разброса было проведено численное моделирование методом крупных частиц. На участке транспортировки решалась одномерная задача движения макрочастиц во внешнем магнитном поле пробочной конфигурации. Продольная скорость определялась из условия сохранения кинетической энергии и

релятивистского адиабатического инварианта $\frac{p^2}{B(z)}$. Считалось, что пространственный заряд пучка полностью нейтрализован, а его собственное магнитное поле на участке транспортировки в выбранном диапазоне параметров много меньше ведущего магнитного поля.

При пересечении макрочастицами фольгового узла определялся ток в фольгах из условия сохранения потока азимутального магнитного поля в соответствии с формулой (1). Время изменения тока, наводимого в фольгах, определялось введением некоторого модельного коэффициента релаксации так, чтобы оно было не меньше времени пролета электронов пучка между фольгами. Угловой разброс инжектируемого пучка моделировался распределением макрочастиц по закону:

$$f(\theta) = \text{const} \exp\left(-\frac{\sin^2(\theta)}{\sin^2(\delta\theta)}\right) \quad (3)$$

При пересечении макрочастицами фольг с током I_f решалась трехмерная задача для определения результирующего углового распределения.

Прежде всего было проанализировано влияние угловых характеристик инжектируемого пучка и его тока, который определяет максимальный питч-угол, приобретаемый электронами на фольгах, на работу системы. Расчеты проводились для конфигурации магнитного поля, показанной на рис.1. Энергия электронов 2 МэВ, ток пучка I_0 20 - 50 кА, радиус пучка 6 см R_f - 10 см r_f - 5 см. Считалось, что ток инжектируемого пучка нарастает во времени по закону $I = I_0 (1 - \exp(-\frac{t}{\tau}))$, где величина τ задает характерную длительность фронта тока и менялась в расчетах в широких пределах.

Наличие углового разброса у электронов пучка в реальной конфигурации магнитного поля приводит к тому, что время движения электронов от фольгового узла до точки остановки меняется в зависимости от их исходного питч-угла. Учитывая, что питч-угол меняется вдоль траектории в соответствии с сохранением адиабатического инварианта, время движения электронов от фольгового узла до точки отражения и обратно дается выражением:

$$T(\theta) = \frac{1}{\beta c} \int_{z_0}^{z_m} \frac{dz}{\left(1 - \frac{B(z)}{B(z_0)} \sin^2\theta\right)^{0.5}} \quad (4)$$

где z_0 - место расположения фольгового узла, $\theta = \theta(z_0)$, z_m - координата точки

остановки.

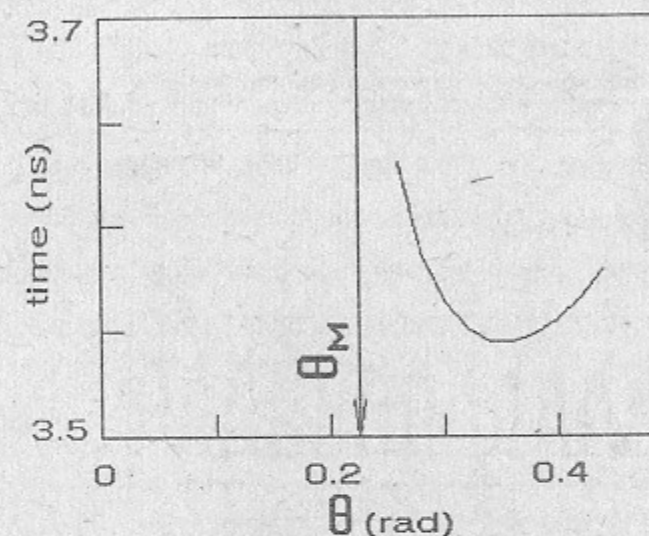


Рис.2 Зависимость времени движения электронов от фольгового узла до точки остановки от питч-угла. θ_m - угол конуса потерь.

Конфигурация магнитного поля должна быть выбрана такой, чтобы в некотором интервале углов вблизи рабочего угла φ_s зависимость $T(\theta)$ была достаточно слабой. На рис.2 приведена эта зависимость для использовавшейся в расчетах конфигурации (см. Рис.1) магнитного поля. В данном случае наличие углового разброса порядка 0.1 рад вблизи рабочего угла $\varphi_s = 0.35$ рад приводило к разбросу во времени

пролета около 2%.

На рис.3 приведены зависимости от времени тока пучка, проходящего через магнитную пробку и тока, наведенного в фольговом узле. Время нарастания инжектируемого тока менялось от 5 до 50 нс, угловой разброс от 0.05 до 0.3 рад. Величина тока инъекции $I_0 = 35$ кА дает величину питч-угла $\varphi_s = 0.35$ рад что, соответствует минимуму на зависимости $T(\theta)$ для данной конфигурации магнитного поля.

При большом угловом разбросе $\delta\theta$ модуляция тока не возникает и система приходит к установившемуся самосогласованному состоянию (рис.3а). Переход в это состояние происходил независимо от длительности фронта включения тока пучка и вызван отражением значительного числа электронов пучка от магнитной пробки даже при нулевом токе по фольгам. При малом угловом разбросе ($\delta\theta \ll \theta_m = \arcsin(\sqrt{M})$) система также допускает существование стационарного решения без модуляции тока пучка, однако это решение оказывается неустойчивым и за время нескольких пролетов

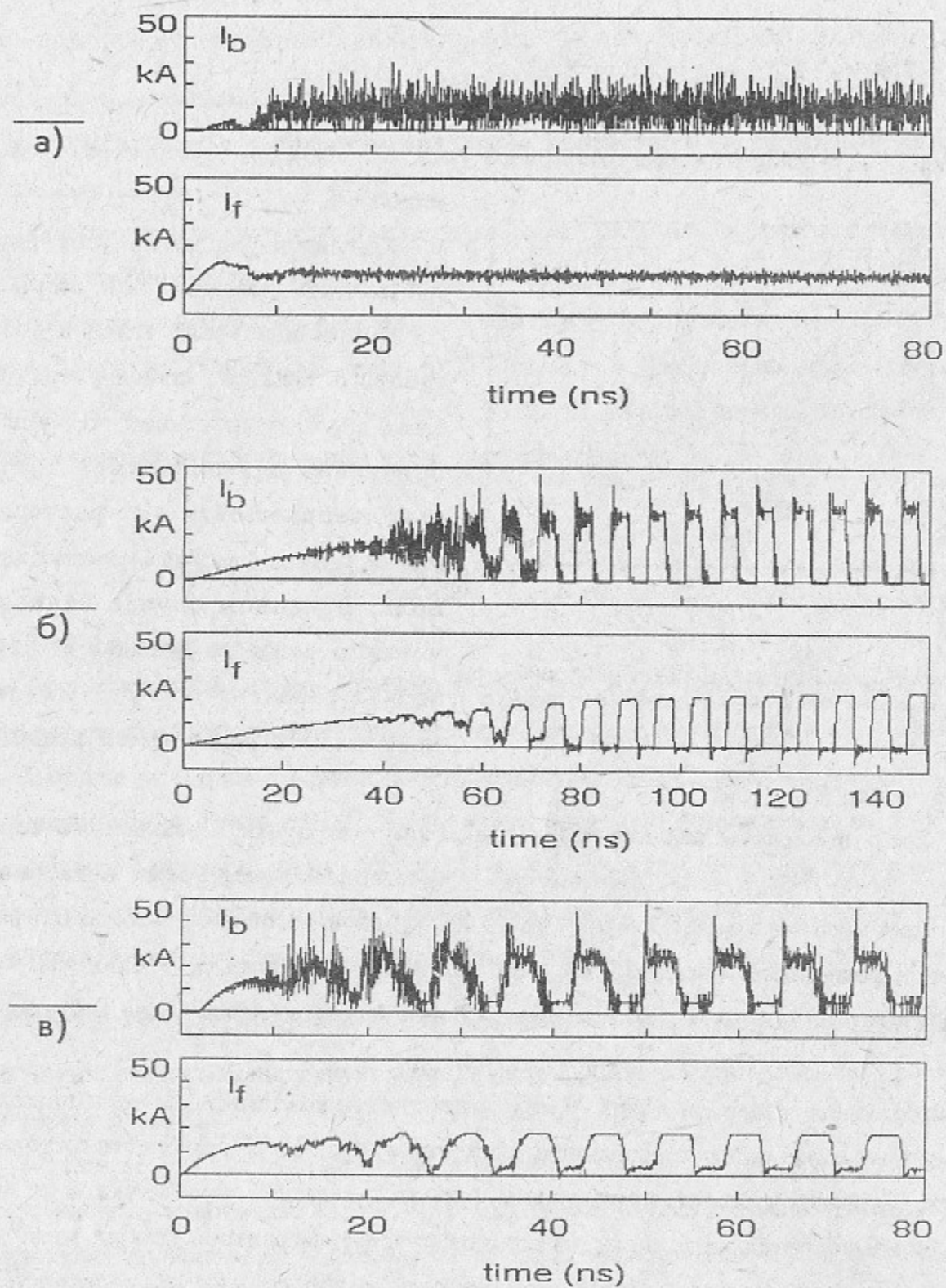


Рис.3 Ток пучка за магнитной пробкой (I_b) и ток в фольгах (I_f).
 а) $I_0 = 35 \text{ kA}$, $\delta\theta = 0.3 \text{ рад}$, $\tau = 5 \text{ нс}$.
 б) $I_0 = 35 \text{ kA}$, $\delta\theta = 0.1 \text{ рад}$, $\tau = 50 \text{ нс}$.
 в) $I_0 = 25 \text{ kA}$, $\delta\theta = 0.1 \text{ рад}$, $\tau = 5 \text{ нс}$.

электронов через систему устанавливалось решение со 100% модуляцией тока пучка (рис.3б). Модуляция наблюдалась даже при медленном нарастании тока пучка.

Влияние положения рабочего угла на зависимости $T(\theta)$ было проверено в серии расчетов при фиксированных угловом разбросе пучка (0.1 рад) и длительности фронта тока (5 нс). Устойчивая модуляция наблюдалась в широком интервале изменения тока пучка. Если величина рабочего пич-угла φ_s становилась меньше угла конуса потерь θ_m , то глубина модуляции была неполной (Рис.3в).

Для данной геометрии системы частота модуляции (140 МГц) сравнительно невелика. Уменьшая расстояние от точки установки фольгового узла до магнитной пробки можно увеличить частоту модуляции. На рис. 4 показаны результаты расчетов для случая, когда это расстояние составляло 10 см., а частота модуляции тока - 0.5 ГГц.

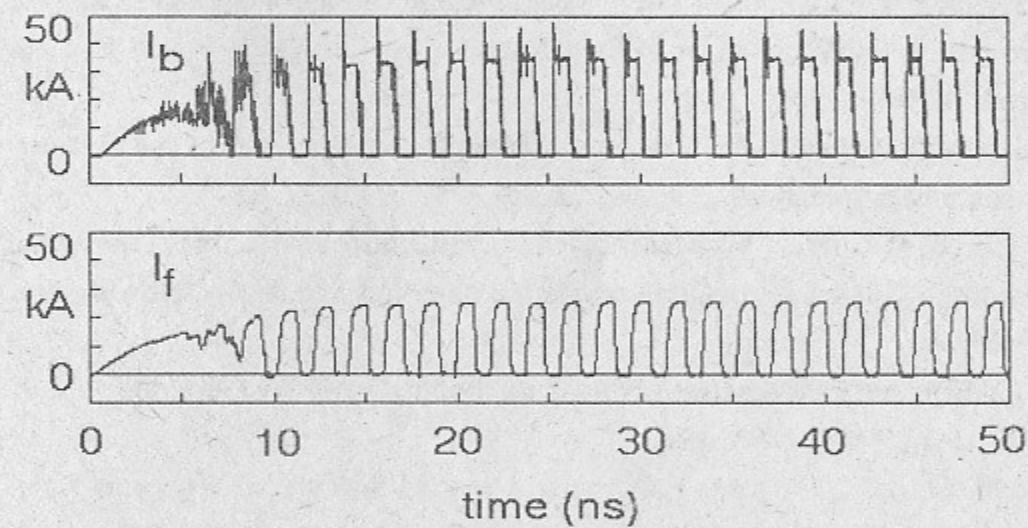


Рис.4 Модуляция пучка в короткой системе. $I_0 = 35 \text{ kA}$, $\delta\theta = 0.1 \text{ рад}$, $\tau = 5 \text{ нс}$.

Таким образом, проведенное численное моделирование показало, что существует широкий диапазон условий, в котором предложенная схема обеспечивает модуляцию тока пучка. Это обстоятельство открывает возможность постановки соответствующих экспериментов. Особое внимание при этом должно быть обращено на вопросы зарядовой нейтрализации пучка. Режимы транспортировки пучка, когда имелась полная зарядовая нейтрализация и отсутствовал обратный плазменный ток, были

реализованы, например, в работах [9,10]. Требования к угловому разбросу пучка легко выполнимы при аккуратном его формировании в диоде ускорителя и при использовании достаточно тонких фольг в фольговом узле. Вопросы, связанные с нагревом фольг электронами пучка и наведенным в фольгах током не будут существенно ограничивать возможности постановки эксперимента.

В заключение авторы выражают благодарность Д.Д.Рютову за интерес к работе.

Литература.

1. L.N.Kazanskii, A.V.Kisletsov, A.N.Lebedev. At. Energ. v.30, p.27, 1971. (Sov. J. At. Energy, v.30, p.30, 1971)
2. M.Friedman. Automodulation of an Intense Relativistic Electron Beam. Phys. Rev. Lett., v.32, pp.92-94, 1974.
3. M.Friedman, V.Serlin, A.Drobot, L.Seftor. Self-modulation of an intense relativistic electron beam. J. Appl. Phys., v.56, N.9, pp.2459-2474, 1984.
4. M.Friedman, V.Serlin, Y.Y.Lau, J.Krall. The physics and applications of modulated intense relativistic electron beams. Proceedings of 8-th Intern. Conf. on High-Power Particle Beams. Novosibirsk, 1990, v.1, p.53-60.
5. А.Ш.Айрапетов, А.М.Маркеев, Р.А.Мещеров, Б.Н.Яблоков: Низкочастотная автомодуляция сильноточного электронного пучка. ЖТФ, т.57, в.1, с.81-85, 1987.
6. S.V.Lebedev. Method of Intense Magnetized REB Production with Large Transverse Velocities. Proceedings of 8-th Intern. Conf. on High-Power Particle Beams. Novosibirsk, 1990, v.1, p.604-607.
7. T.J.T.Kwan. High-Efficiency, Magnetized, Virtual Cathode Microwave Generator. Phys. Rev. Lett., v.57, N.15, pp.1895-1898, 1986.
8. H.A.Davis, R.R.Bartsch, T.J.T.Kwan, E.G.Sherwood, R.M.Stringfield. Gigawatt-Level Microwave Bursts from a New Type of Virtual-Cathode Oscillator. Phys. Rev. Lett., v.59, N.3, pp.288-291, 1987.
9. Воропаев С.Г., Князев Б.А., Койдан В.С., Конюхов В.В., Лебедев С.В., Меклер К.И., Чикунов В.В., Щеглов М.А. Работа мегавольтного микросекундного диода при инжекции РЭП в магнитную пробку. Физика плазмы, т.14, в.7, с.817-825, 1988.
10. Воропаев С.Г., Князев Б.А., Ларионов А.В., Лебедев С.В., Чикунов В.В., Щеглов М.А. Определение профиля обратного плазменного тока в экспериментах по магнитной компрессии микросекундного РЭП. Физика плазмы, т.15, в.3, с.307-313, 1989.

В.Т. Астрелин, С.В. Лебедев

Использование собственного магнитного поля для модуляции тока сильноточного РЭП

ИЯФ 92-54

Ответственный за выпуск С.Г. Попов

Работа поступила 2 июля 1992 г.

Подписано в печать 3.08. 1992 г.

Формат бумаги 60×90 1/16. Объем 1,1 печ.л., 0,9 уч.-изд.л.

Тираж 210 экз. Бесплатно. Заказ N 54.

Обработано на IBM PC и отпечатано на
ротапринте ИЯФ им. Г.И. Будкера СО РАН,
Новосибирск, 630090, пр. академика Лаврентьева, 11.