

Б.87

17

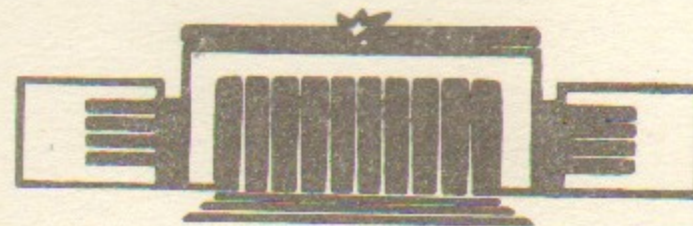


ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СО АН СССР

Б.Н.Брейзман, В.И.Ерофеев

ОЦЕНКИ ПАРАМЕТРОВ ГОРЯЧИХ ЭЛЕКТРОНОВ  
ПРИ ПУЧКОВОМ НАГРЕВЕ ПЛАЗМЫ  
В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

ПРЕПРИНТ 84-32



НОВОСИБИРСК

ОЦЕНКИ ПАРАМЕТРОВ ГОРЯЧИХ ЭЛЕКТРОНОВ ПРИ ПУЧКОВОМ  
НАГРЕВЕ ПЛАЗМЫ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Б.Н.Брейзман, В.И.Ерофеев

А Н Н О Т А Ц И Я

Рассмотрена динамика высокоэнергетичных электронов, образующихся при возбуждении в плазме ленгмювской турбулентности релятивистским электронным пучком. Предполагается, что уровень турбулентности ограничивается за счет упругого рассеяния ленгмювских волн на порождаемых пондеромоторной силой возмущениях плотности плазмы и за счет затухания рассеянных волн на горячих электронах. В рамках этой модели найдены концентрация и характерная энергия горячих электронов. Проведено сопоставление полученных оценок с результатами экспериментов, выполненных на установках ИНАР и ГОЛ-1.

Эксперименты по взаимодействию релятивистских электронных пучков с плазмой, выполненные на установках ИНАР [1-3] и ГОЛ-1 [4,5], показывают, что основная часть энергии, выделяемой пучком, передается малой группе быстрых электронов. Этот эффект можно описать в рамках следующей модели:

- пучок возбуждает в плазме ленгмюровские волны с фазовыми скоростями порядка скорости света;
- вследствие нелинейных процессов волны перекачиваются по спектру в область меньших фазовых скоростей;
- по мере уменьшения фазовой скорости "включается" затухание Ландау, и волны поглощаются горячими электронами.

Рассматривая такую схему нагрева плазмы, необходимо обратить внимание на ту роль, которая принадлежит в ней внешнему магнитному полю. В плазме без магнитного поля нелинейная перекачка волн в область малых фазовых скоростей могла бы происходить только за счет модуляционной неустойчивости [6] и ленгмюровского коллапса [7]. Магнитное поле открывает дополнительную возможность: изменяя закон дисперсии ленгмюровских волн, оно снимает существовавший в изотропной плазме запрет на уменьшение фазовой скорости в ходе упругого рассеяния волн на возмущениях плотности плазмы. Чтобы получить наглядное представление о возникающей ситуации, обратимся к рис.1, на котором изображены линии постоянной частоты, отвечающие дисперсионному соотношению для ленгмюровских волн в плазме со слабым ( $\omega_{He} \ll \omega_{pe}$ ) магнитным полем

$$\omega_k = \omega_{pe} \left[ 1 + \frac{1}{2} \left( \frac{k_{\perp}}{k} \right)^2 \left( \frac{\omega_{He}}{\omega_{pe}} \right)^2 \left( 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{k^2 c^2} \right) + \frac{3}{2} k^2 r_D^2 \right]$$

На том же рисунке выделена штриховкой область взаимодействия волн с пучком (резонансная область). Рисунок соответствует малым значениям параметра  $\beta \equiv 8\pi n T_e / H^2$ , когда магнитный вклад в закон дисперсии резонансных волн велик по сравнению с тепловым (именно так обстоит дело в экспериментах [1-5]). В этом случае на резонансные волны приходится лишь малая доля полного фазового объема ( $\leq \beta^{3/2}$ ). Показанные на рисунке линии постоянной частоты простираются вплоть до волновых чисел порядка  $r_D^{-1} \omega_{He} / \omega_{pe}$ . Соответствующая фазовая скорость волн оценочно равна  $v_{Te} \omega_{pe} / \omega_{He}$ . Если в плазме имеется достаточ-

ное число электронов со скоростями, превышающими  $v_{Te} \omega_{pe} / \omega_{He}$ , то "размазывание" спектра ленгмюровских волн вдоль линий  $\omega_{\vec{k}} = \text{const}$  может приводить к поглощению волн такими электронами [8]. Считая этот механизм диссипации основным, можно записать следующее условие энергетического баланса:

$$\Gamma_{\ell} W_{\ell} = \Gamma_{*} W_{*}, \quad (I)$$

где  $\Gamma_{\ell}$  - инкремент пучковой неустойчивости,  $\Gamma_{*}$  - декремент затухания волн на горячих электронах, а через  $W_{\ell}$  и  $W_{*}$  обозначены энергия возбуждаемых и затухающих волн в единице объема плазмы. Относительно возмущений плотности, обеспечивающих перебор волн вдоль линий  $\omega_{\vec{k}} = \text{const}$  из одной области фазового пространства в другую и поддерживающих баланс между накачкой и затуханием, мы предположим, что они порождаются высокочастотным давлением самих ленгмюровских волн. Чтобы упругое рассеяние волн на этих возмущениях действительно было основным механизмом поддержания энергетического баланса, частота такого рассеяния должна быть выше частоты спектральной перекачки, обусловленной индуцированным рассеянием ленгмюровских волн на частицах плазмы. Это подразумевает, что пучок способен возбудить ленгмюровские волны до достаточно высокого уровня. Пучки, используемые в экспериментах [1-5], заведомо удовлетворяют данному требованию.

Возбуждение, затухание и упругое рассеяние ленгмюровских волн описываются следующим кинетическим уравнением:

$$\frac{\partial N_{\vec{k}}}{\partial t} = 2 \Gamma_{\ell} N_{\vec{k}} + \int (N_{\vec{k}_1} - N_{\vec{k}}) \frac{\omega_{pe}^2}{32\pi^2} \left( \frac{\vec{k} \vec{k}_1}{k k_1} \right)^2 (n_{\vec{k}_1 - \vec{k}} + n_{\vec{k} - \vec{k}_1}) \delta(\omega_{\vec{k}} - \omega_{\vec{k}_1}) d\vec{k}_1.$$

Входящие сюда спектральные функции  $N_{\vec{k}}$  и  $n_{\vec{x}}$  нормированы условиями

$$W = \int \omega_{pe} N_{\vec{k}} \frac{d\vec{k}}{(2\pi)^3},$$

$$\langle (\delta n/n)^2 \rangle = \int n_{\vec{x}} \frac{d\vec{x}}{(2\pi)^3},$$

где  $W$  - энергия ленгмюровских волн в единице объема, а  $\langle (\delta n/n)^2 \rangle$  - средний квадрат относительных возмущений плотности плазмы. Оценивая характерные времена рассеяния, мы примем, что перебор волн из резонансной области в область затухания идет не диффузионным путем, а за один шаг, иначе говоря, что

среднее волновое число возмущений плотности сопоставимо с волновым числом затухающих волн. Получающийся результат оправдывает это предположение. Характерные частоты рассеяния резонансных и нерезонансных волн оказываются в такой ситуации одинаковыми и задаются следующим выражением:

$$\nu_{eff} \sim \omega_{pe} \left( \frac{\delta n}{n} \right)^2 \left( \frac{\omega_{pe}}{\omega_{He}} \right)^2 \quad (2)$$

Выясним теперь, как соотносятся друг с другом величины  $\Gamma_{\ell}$ ,  $\Gamma_{*}$  и  $\nu_{eff}$ . Заметим прежде всего, что в стационарном режиме не может выполняться ни одно из неравенств

$$\nu_{eff} \ll \Gamma_{\ell} \quad (3)$$

$$\nu_{eff} \ll \Gamma_{*} \quad (4)$$

Действительно, неравенство (3) означало бы, что рассеяние не успевает выводить возбуждаемые пучком волны из резонансной области, а неравенство (4) - что волны поглощаются быстрее, чем рассеяние поставляет их в область затухания.

В интересующих нас условиях исключена также возможность того, что  $\nu_{eff}$  существенно превосходит наибольшую из величин  $\Gamma_{\ell}$  и  $\Gamma_{*}$ . Этот случай соответствовал бы т.н. эргодическому распределению ленгмюровских волн, в котором спектральная плотность энергии постоянна на линиях  $\omega_{\vec{k}} = \text{const}$  (см. [9]). Следует, однако, учесть, что нерезонансные волны затухают за счет парных столкновений электронов плазмы с ионами. Чтобы скомпенсировать это затухание, инкремент  $\Gamma_{\ell}$  должен быть во всяком случае не меньше  $\nu \beta^{-3/2}$ , где  $\nu$  - частота столкновений, а множитель  $\beta^{-3/2}$  учитывает малость фазового объема резонансных волн. В действительности же в экспериментах [1-5]

$$\Gamma_{\ell} \ll \nu \beta^{-3/2},$$

что не позволяет спектру быть эргодическим.

Изложенные соображения показывают, что частота рассеяния оценочно равна максимальной из величин  $\Gamma_{\ell}$  и  $\Gamma_{*}$ . При этом, в зависимости от соотношения между  $\Gamma_{\ell}$  и  $\Gamma_{*}$ , имеются три возможности:

$$\Gamma_e \ll \Gamma_* \sim \nu_{eff}$$

$$\Gamma_* \ll \Gamma_e \sim \nu_{eff} \quad (5)$$

$$\Gamma_* \sim \Gamma_e \sim \nu_{eff} \quad (6)$$

Первая из них должна быть исключена из рассмотрения по следующей причине. При быстром ( $\nu_{eff} \gg \Gamma_e$ ) рассеянии резонансных волн спектральные плотности энергии в областях возбуждения и затухания оказываются сопоставимыми. Поскольку область затухания соответствует большим волновым числам, ее фазовый объем заведомо превосходит объем резонансной области<sup>\*</sup>, но тогда  $W_* > W_e$  что противоречит условию энергетического баланса (1), т.к.  $\Gamma_e \ll \Gamma_*$ .

Соотношение (5) в принципе допустимо, но в конкретных условиях экспериментов [1-5] оно не реализуется, поскольку имеется естественный механизм - коллапс ленгмюровского конденсата, - непрерывно поставляющий электроны в область энергий

$E \sim T_e (\omega_{pe} / \omega_{he})^2$ ; этот источник вполне достаточен для того, чтобы число частиц в данной области энергий поддерживалось на уровне, превышающем  $n \Gamma_e / \omega_{pe}$ . Энергия, диссипируемая за счет коллапса, может быть оценена как энергия, стекающая в конденсат в результате индуцированного рассеяния ленгмюровских волн на электронах и ионах плазмы. Подчеркнем, что коллапс в рассматриваемой ситуации не является основным механизмом нагрева, а служит лишь средством инъекции частиц в область, где происходит их дальнейший нагрев.

Возвращаясь к соотношению (5), добавим, что оно включает в себя условие  $\nu_{eff} \gg \Gamma_*$ , позволяющее считать спектр нерезонансных волн эргодическим. В этом случае вклад в  $\Gamma_*$  должны вносить все электроны с энергиями, превышающими  $T_e (\omega_{pe} / \omega_{he})^2$ , причем  $\Gamma_* = \omega_{pe} n_* / n$ , где  $n_*$  - концентрация этих электронов. Условие (5) означает, следовательно, что

$$\frac{n_*}{n} \ll \frac{\Gamma_e}{\omega_{pe}}$$

\* Мы делаем естественное предположение, что ширина области затухания по порядку величины равна характерному волновому числу затухающих волн.

но столь малые значения  $n_*$  явно не согласуются с результатами измерений.

Изложенные рассуждения выделяют из всех возможных соотношений между  $\Gamma_e$ ,  $\Gamma_*$  и  $\nu_{eff}$  оценку (6), которая означает, что концентрация горячих электронов, ответственных за поглощение ленгмюровских волн, равна

$$n'_* = n \frac{\Gamma_e}{\omega_{pe}} \quad (7)$$

Заметим, что величину  $n'_*$ , вообще говоря, нельзя отождествлять с полной концентрацией электронов в области  $E > T_e (\frac{\omega_{pe}}{\omega_{he}})^2$ , поскольку не исключено, что в поглощении участвует лишь небольшая часть электронов из этой области.

Помимо величины  $n'_*$  оценка (6) (с учетом (2)) позволяет найти уровень возмущений плотности плазмы

$$\langle \left( \frac{\delta n}{n} \right)^2 \rangle \sim \left( \frac{\omega_{he}}{\omega_{pe}} \right)^2 \frac{\Gamma_e}{\omega_{pe}} \quad (8)$$

Кроме того, из формул (6) и (1) следует, что плотности энергии резонансных ( $W_e$ ) и нерезонансных ( $W_*$ ) волн по порядку величины одинаковы; это полностью согласуется с выводом, сделанным ранее в работе [10] на основе экспериментальных данных. Выражение (7) для  $n'_*$  также находится в разумном согласии с экспериментальными значениями концентрации горячих частиц. Измерения, выполненные на установке ГОЛ-1, показывают, например, что величина  $n'_*$  (в соответствии с поведением инкремента  $\Gamma_e$ ) обратно пропорциональна квадрату углового разброса пучка (см. [5]).

Заслуживает внимания то обстоятельство, что для оценки  $n'_*$  и  $(\delta n / n)^2$  не требуется конкретизировать зависимость уровня возмущений плотности плазмы от энергии ленгмюровских волн  $W$ . Знание этой зависимости необходимо лишь для определения скорости нагрева плазмы и характерной энергии горячих электронов. В условиях применимости приближения слабой турбу-

лентности\*) величину  $(\delta n/n)^2$  можно выразить через  $W$  с помощью уравнения, описывающего распадное взаимодействие ленгмюровских и ионно-звуковых волн

$$\frac{\partial n_{\vec{\alpha}}}{\partial t} = -2\gamma_s(\vec{\alpha})n_{\vec{\alpha}} + n_{\vec{\alpha}} \int w_{\vec{k}\vec{k}_1\vec{\alpha}} (N_{\vec{k}} - N_{\vec{k}_1}) d\vec{k} d\vec{k}_1 + \frac{\omega_s(\vec{\alpha})}{nT} \int w_{\vec{k}\vec{k}_1\vec{\alpha}} N_{\vec{k}} N_{\vec{k}_1} d\vec{k} d\vec{k}_1 \quad (9)$$

где  $\omega_s(\vec{\alpha})$  и  $\gamma_s(\vec{\alpha})$  - частота и декремент затухания звука, а  $w_{\vec{k}\vec{k}_1\vec{\alpha}}$  - вероятность распада (см., например, [12]):

$$w_{\vec{k}\vec{k}_1\vec{\alpha}} = \omega_s(\vec{\alpha}) \frac{e^2}{8\pi mT} \left( \frac{\vec{k}\vec{k}_1}{kk_1} \right)^2 \delta(\vec{k} - \vec{k}_1 - \vec{\alpha}) \delta(\omega_k - \omega_{k_1})$$

В этой формуле учтена малость частоты звука по сравнению с дисперсионной добавкой к частоте ленгмюровских волн. Пренебрегая в уравнении (9) нестационарностью и влиянием ленгмюровских волн на затухание звука, имеем

$$n_{\vec{\alpha}} = \frac{e^2 \omega_s^2}{16\pi m n T^2 \gamma_s(\vec{\alpha})} \int d\vec{k}_1 d\vec{k} N_{\vec{k}_1} N_{\vec{k}} \left( \frac{\vec{k}\vec{k}_1}{kk_1} \right)^2 \cdot \delta(\vec{k} - \vec{k}_1 - \vec{\alpha}) \delta(\omega_k - \omega_{k_1}) \quad (10)$$

Хотя при выводе уравнения (9) затухание звука  $\gamma_s$  предполагается малым по сравнению с  $\omega_s$ , соотношение (10) остается по порядку величины верным также при  $\gamma_s \sim \omega_s$ , что позволяет воспользоваться им для оценки  $(\delta n/n)^2$  в интересующем нас случае изотермической плазмы. Обозначив через  $K_*$  характерное волновое число ленгмюровских колебаний, получим

$$\left( \frac{\delta n}{n} \right)^2 \sim \frac{K_* \sqrt{T/M}}{\omega_{pe}} \left( \frac{W_*}{nT} \right)^2 \left( \frac{\omega_{pe}}{\omega_{He}} \right)^2 \quad (II)$$

\*) Вывод о том, что упругое рассеяние ленгмюровских волн на порождаемых ими возмущениях плотности оказывается существенным даже в слаботурбулентных режимах релаксации пучка, был сделан в работе [11], где рассматривалась роль такого рассеяния в плазме без магнитного поля.

При одинаковых плотностях энергии резонансных и нерезонансных волн величина  $(\delta n/n)^2$  определяется преимущественно нерезонансными волнами, т.к. этим волнам соответствуют большие значения  $K$ . Поскольку примерно половина всех нерезонансных волн сосредоточена в области поглощения, волновое число  $K_*$  можно выразить через характерную скорость горячих электронов

$$K_* \sim \frac{\omega_{pe}}{V} \quad (12)$$

Скорость  $V$ , в свою очередь, определяется вкладываемой в плазму мощностью:

$$n_* \frac{d}{dt} \frac{mV^2}{2} \sim 2\Gamma_* W_* \sim 2\Gamma_l W_l \quad (13)$$

Комбинируя теперь соотношения (6), (7), (8), (11)-(13), находим

$$\frac{W_l}{nT} \sim \frac{W_*}{nT} \sim (\omega_{pet})^{1/3} \left( \frac{2\Gamma_l}{\omega_{pe}} \right)^{2/3} \left( \frac{\omega_{He}}{\omega_{pe}} \right)^{8/3} \left( \frac{M}{m} \right)^{1/3} \quad (14)$$

$$\frac{mV^2}{2T} \sim (\omega_{pet})^{4/3} \left( \frac{2\Gamma_l}{\omega_{pe}} \right)^{2/3} \left( \frac{\omega_{He}}{\omega_{pe}} \right)^{8/3} \left( \frac{M}{m} \right)^{1/3} \quad (15)$$

Как видно из полученных формул, величина  $\frac{W}{nT}$  растет со временем пропорционально  $t^{1/3}$ . Если не принимать в расчет потери горячих частиц, то рост  $W$  ограничивается тем, что к моменту

$$t \sim \frac{\omega_{pe}}{\Gamma_l^2} \frac{m}{M} \left( \frac{\omega_{pe}}{\omega_{He}} \right)^2 \quad (16)$$

энергия волн достигает порога модуляционной неустойчивости

$$\frac{W}{nT} \sim \left( \frac{\omega_{He}}{\omega_{pe}} \right)^2 \quad (17)$$

Вблизи порога (17) возмущения плотности начинают расти с ростом  $W$  гораздо быстрее, чем это следует из формулы (II). Резкая зависимость  $(\delta n/n)^2$  от  $W$  должна приводить к тому, что энергия ленгмюровских волн, достигнув уровня (17), будет далее оставаться близкой к этому значению. В таком режиме формулу (II) надлежит заменить соотношением (17), что дает вместо (15)

следующую оценку энергии горячих электронов\*):

$$\frac{\varepsilon}{T} \sim 2 \omega_{pe} t \left( \frac{\omega_{He}}{\omega_{pe}} \right)^2 \quad (18)$$

Предельно достижимая энергия определяется либо длительностью инъекции пучка, либо временем продольного ухода электрона, равным  $L/v$ , где  $L$  — длина системы. В последнем случае

$$\frac{\varepsilon}{T} \sim \left( \frac{L}{v_D} \right)^{\frac{2}{3}} \left( \frac{\omega_{He}}{\omega_{pe}} \right)^{\frac{4}{3}} \quad (19)$$

Для того, чтобы на начальной стадии нагрева мог осуществляться режим, описываемый формулами (14), (15), характерная энергия, приобретаемая электроном к моменту времени (16), должна превышать величину  $T_e (\omega_{He}/\omega_{pe})^2$ . Это налагает ограничение сверху на инкремент неустойчивости  $\Gamma_e$ :

$$\Gamma_e < \omega_{He} \left( \frac{m}{M} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (20)$$

Заметим, однако, что даже в том случае, когда условие (20) выполнено, продолжительность режима (14), (15) оказывается малой по сравнению с реальной длительностью пучка и временем жизни горячего электрона в установке. Поэтому, проводя оценки применительно к условиям экспериментов [1-5], можно с самого начала пользоваться формулами (17)-(19).

Входящая в формулы (17)-(19) температура "холодных" электронов  $T$  определяется джоулевой диссипацией обратного тока, компенсирующего ток пучка, и поглощением ленгмюровских волн за счет электрон-ионных столкновений. Оценка величины  $T$  в предположении, что энергия ленгмюровских волн задается формулой (17), находится в разумном согласии с результатами прямых измерений температуры по лазерному рассеянию, что косвенно подтверждает справедливость соотношения (17) (см. [3,10]). Если теперь оценить по формуле (18) энергию горячих электронов, то

\* ) Формулы (18) и (7) сходны с ограничениями на  $n_x^1$  и  $\varepsilon$ , сформулированными ранее в работе [10] в виде неравенств. Проведенные нами оценки позволяют заменить неравенства (12) (13) работы [10] соответствующими равенствами.

для установки ГОЛ-1 получается величина порядка 20-30 кэВ, хорошо соответствующая полученному в работе [5] экспериментальному значению  $45 \pm 20$  кэВ. Для установки ИНАР оценка энергии по формуле (19) дает также 20-30 кэВ. Напомним, что выражение (19) относится к частицам, покидающим плазму в течение инъекции пучка. Поэтому величину 20-30 кэВ следует сравнивать с результатами рентгеновских измерений и с показаниями многофольгового анализатора. На установке ИНАР частицы в данном диапазоне энергии зарегистрированы [3], но их доля в энергетическом балансе оценивается примерно в 10-20%. Остальные 80-90%, согласно проведенным измерениям, приходится на электроны с энергиями до 10 кэВ. Причина такого несоответствия до конца не ясна. Не исключено, впрочем, что подставив в формулу (19) в качестве  $L$  полную длину установки, мы примерно вдвое зависели энергию горячих частиц по сравнению с ее истинным значением. На это указывает тот факт, что в установке ИНАР энерговыделение имеет резкий максимум вблизи входной фольги.

Авторы благодарны В.С.Койдаку и Э.П.Круглякову за полезные обсуждения.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Arzhannikov A.V., Breizman B.N., Vyacheslavov L.N., Koidan V.S., Konyukhov V.V., Ryutov D.D. Plasma Phys. and Contr. Nucl. Fus. Res. IAEA, Vienna, 1975, v. 3, p. 257.
2. Arzhannikov A.V., Burdakov A.V., Burmasov V.S., Koidan V.S., Konyukhov V.V., Mekler K.I., Rogozin A.I., Vyacheslavov L.N., Pros. 3rd Int. Conf. on High Power Electron and Ion Beam Res. and Tech. Novosibirsk, 1979, v. 1, p. 29.
3. Arzhannikov A.V., Burdakov A.V., Koidan V.S., Vyacheslavov L.N. Physica Scripta, 1982, v. T2/2, 303.
4. Burmasov V.S., Khilchenko A.D., Kornilov V.A., Kruglyakov Eh.P., Lukyanov V.N., Poduminogin A.A., Tsidulko Yu.A., Vyacheslavov L.N. X Europ. Conf. on Contr. Fus. and Plasma Phys. Moscow, 1981, v. 1, p. C-2.
5. Кругляков Э.П., Лукьянов В.Н., Подыминогин А.А. Тр. 3-го Всесоюзного совещания по диагностике высокотемпературной плазмы. Дубна, 1983.
6. Веденов А.А., Рудаков Л.И. ДАН СССР, 1964, 159, 767.
7. Захаров В.Е. ЖЭТФ, 1972, 62, 1745.
8. Breizman B.N., Ryutov D.D. Proc. Int. Conf. on Plasma Phys. Nagoya, 1980, v. 2, p. 55.
9. Брейзман Б.Н., Ерофеев В.И., Препринт 83-52 ИЯФ СО АН СССР Новосибирск, 1983.
10. Breizman B.N. and Kruglyakov Eh.P. Proc. XV Int. Conf. on Phenomena in Ionized Gases. Inv. papers Minsk, 1981, p. 93.
11. Малкин В.М. ЖЭТФ, 1982, 83, 88.
12. Цытович В.Н. Нелинейные эффекты в плазме. М.: Наука, 1967, с.279

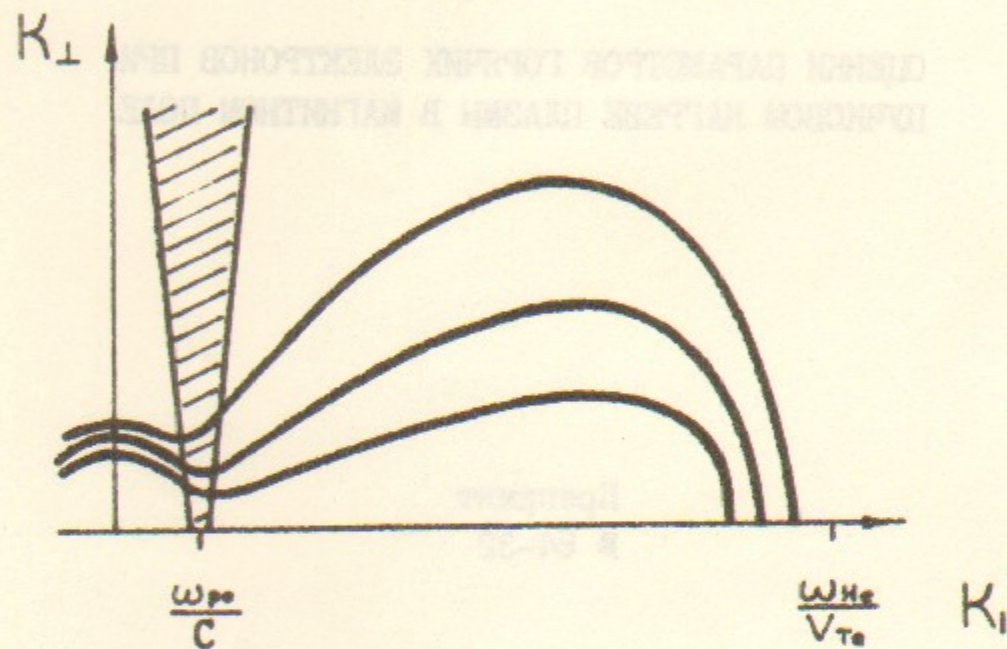


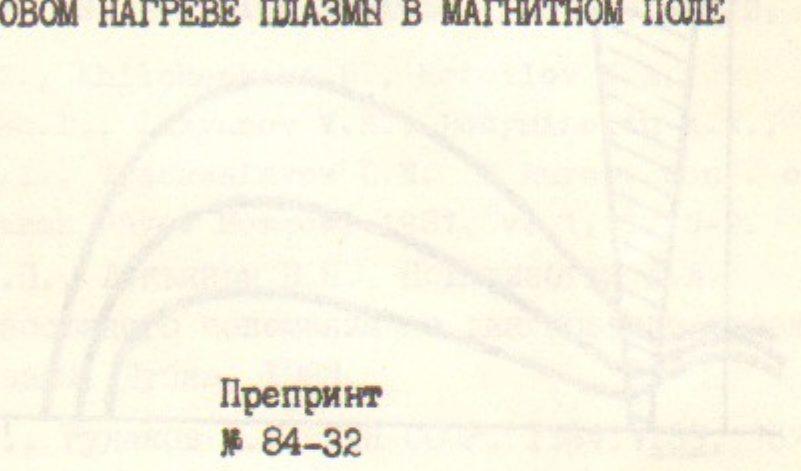
Рис. 1. Линии постоянной частоты ленгмюровских волн в магнитном поле и область возбуждения волн электронным пучком.



Б.Н.Брейзман

В.И.Ерофеев

ОЦЕНКИ ПАРАМЕТРОВ ГОРЯЧИХ ЭЛЕКТРОНОВ ПРИ  
ПУЧКОВОМ НАГРЕВЕ ПЛАЗМЫ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ



Препринт  
№ 84-32

Работа поступила - 26 января 1984 г.

---

Ответственный за выпуск - С.Г.Попов

Подписано к печати 12.03.1984 г. МН 04163

Формат бумаги 60x90 1/16 Усл.0,9 печ.л., 0,8 учетно-изд.л.

Тираж 290 экз. Бесплатно. Заказ № 32.

---

Ротапринт ИЯФ СО АН СССР, г.Новосибирск, 90