

04

©1993 г.

ВЫСОКОЧАСТОТНАЯ АБСОЛЮТНАЯ ОТРИЦАТЕЛЬНАЯ ПРОВОДИМОСТЬ В ПЛАЗМЕ НА СМЕСИ Хе: F₂

Б.Д.Павлик, А.В.Рябцев, А.И.Шедрин

Исследуется зависимость слабополевой абсолютной отрицательной проводимости от частоты. Показано, что при определенном составе смеси Хе:F₂ и уровне внешней ионизации отрицательная проводимость в плазме существует только в высокочастотной области $\nu_{Ti} < \omega < \nu_{Te}$, где ν_{Ti} , ν_{Te} — ионная и электронная частоты рассеяния по импульсу.

1. В [1] была предсказана возможность существования абсолютной отрицательной проводимости в слабоионизованной релаксирующей плазме инертных газов на временах порядка времени рекомбинации τ . При концентрации газа $N = 10^{19} \text{ см}^{-3}$ длительность существования отрицательной проводимости может составлять величину $\tau \sim 10^{-8} \text{ с}$. Экспериментальное подтверждение данное явление нашло в работе [2], где исследовалась проводимость распадающейся плазмы Хе. Ионизация газа [2] осуществлялась импульсом жесткого рентгеновского излучения длительностью 5 нс. При давлении Хе $p = 20$ атм создавалась плазма с концентрацией $n_e \approx 5 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$. Отрицательная проводимость существовала в течение времени $\tau \approx 20$ нс после выключения источника ионизации. Максимальная абсолютная величина слабополевой отрицательной подвижности $\mu_e(t)$ превышала в несколько раз стационарную подвижность $\mu_e(\infty)$. Теоретические расчеты, выполненные в [3] для условий эксперимента [2], с хорошей степенью точности подтвердили полученные в [2] временные зависимости $\mu_e(t)/\mu_e(\infty)$.

В работах [4,5] показано, что в смеси инертных газов с электроотрицательными, ионизирующейся пучком быстрых электронов или жестким рентгеновским излучением, возможно возникновение абсолютной отрицательной проводимости в стационарном режиме. Существенным условием появления отрицательной проводимости в стационарном режиме является присутствие в смеси компоненты с большой скоростью прилипания электронов в области малых энергий. Таковыми в [4,5] соответственно были электроотрицательные газы CCl₄ и F₂.

В [6] экспериментально обнаружена АОП в фотоплазме на смеси Хе/Hg/Cs/CO = 300/10⁻¹-10⁻³/10⁻⁴-10⁻⁶/1-3. Полное давление $p = 300$ Тор. При отсутствии CO эффект абсолютной отрицательной про-

проводимости не наблюдался. В связи с этим авторы [6] выдвигают ряд предположений о механизме возникновения отрицательной проводимости (АОП) в данной смеси.

2. Настоящая работа посвящена исследованию условий возникновения стационарной высокочастотной абсолютной отрицательной проводимости. Показано, что при определенном составе смеси Xe/F₂ и уровне внешней ионизации возможно получение АОП в плазме только в определенной области высоких частот ω .

$$\omega_{\min} < \omega < \omega_{\max}, \quad (1)$$

$$\omega_{\min}^2 = (2e/M)T_i(NQ_{Ti})^2, \quad \omega_{\max}^2 = (2e/m)T_e(NQ_{Te})^2, \quad (2)$$

где m , M — массы (г); T_e , T_i — температуры (эВ); Q_{Te} , Q_{Ti} — транспортные сечения рассеяния (см²) соответственно электронов и ионов; N — концентрация газа (см⁻³).

При наличии инверсной функции распределения электронов $f(\varepsilon)$ и минимума рамзауэра в транспортном сечении рассеяния зависимость электронной проводимости от частоты ω имеет вид, аналогичный представленному в [7].¹ Максимальное отрицательное значение электронной проводимости $\sigma_e(\omega)$ принимает при $\omega = 0$. Полный ток, естественно, определяется суммой электронной и ионной составляющих. В обычных условиях, когда функция распределения электронов не имеет участков с $(df(\varepsilon))/d\varepsilon > 0$, ионная проводимость $\sigma_i(\omega)$ много меньше электронной и вклада в общий ток практически не дает. В случае наличия в частотной области участков, где электронная проводимость $\sigma_e(\omega) < 0$, положение изменяется, поскольку величиной отрицательной проводимости легко управлять, варьируя скорость внешней ионизации или концентрацию электроотрицательного газа [5]. В этой ситуации электронная и ионная проводимости могут быть одного порядка. А если учесть, что частотные зависимости $\sigma_e(\omega)$ и $\sigma_i(\omega)$ ($\sigma_i(\omega)$ всегда положительна) различны, то появляется возможность реализации случая, когда полная проводимость в плазме отрицательна только в определенной области высоких частот. С целью подтверждения данного предположения нами были проведены расчеты, о которых речь пойдет ниже.

3. Выражение для вещественной части высокочастотной слабополевой электронной проводимости $\sigma_e(\omega)$ имеет вид

$$\sigma_e(\omega) = -\frac{1}{3} \sqrt{\frac{2e}{m} \frac{q n_e}{N}} \int_0^{\infty} \frac{\varepsilon \frac{df_0(\varepsilon)}{d\varepsilon}}{Q_{Te} + \frac{\omega^2}{N^2 Q_{Te} \varepsilon \frac{2e}{m}}} d\varepsilon, \quad (3)$$

где ε — энергия (эВ), $f_0(\varepsilon)$ — симметричная часть функции распределения электронов по энергии.

Мнимая часть проводимости здесь не рассматривается, поскольку она не участвует в передаче энергии электромагнитному полю.

¹ Следует отметить, что учет электрон-электронного рассеяния в модели [7] приводит к исчезновению участков с $(df(\varepsilon))/d\varepsilon > 0$ и АОП. Поэтому речь идет только о качественном виде $\sigma_e(\omega)$ при наличии инверсной функции распределения электронов.

$f_0(\varepsilon)$ находилась из уравнения Больцмана так же, как и в [5]. Если ограничиться неравенствами $n_e/N < 10^{-7}$, $S/N^2 < 10^{-19} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$ (S — скорость внешней ионизации), $N_{F_2}/N < 10^{-2}$, то, как показывают численные оценки, наиболее существенный вклад в уравнение Больцмана и кинетику компонент смеси и плазмы вносят процессы, линейные по концентрации электронов (см. вывод). Кроме неупругих процессов, представленных в выводе, учитывалось упругое рассеяние электронов на атомах и электрон-электронные столкновения. Все расчеты выполнены для смеси Xe/F_2 (полное давление $p = 0.5, 5$ атм) с различным содержанием F_2 .

При вычислении ионной проводимости $\sigma_i(\omega)$ использовалось выражение (3) с соответствующей заменой массы и транспортного сечения рассеяния. Функция распределения ионов предполагалась бoльцмановской с температурой $T_i = 300$ К. Полная проводимость определялась как сумма четырех компонент

$$\sigma(\omega) = \sigma_e(\omega) + \sigma_i(\omega) = q(\mu_e n_e + \mu_{F^-} N_{F^-} + \mu_{\text{Xe}_2^+} N_{\text{Xe}_2^+} + \mu_{\text{Xe}^+} N_{\text{Xe}^+}). \quad (4)$$

Концентрации компонент тока вычислялись из уравнений кинетики. Наибольший вклад в ионную проводимость вносят ионы Xe_2^+ и F^- , поскольку, как показывают расчеты, концентрации $N_{\text{Xe}_2^+}$, $N_{F^-} \gg N_{\text{Xe}^+}$.

Предполагалось, что плазма создается за счет внешней ионизации пучком быстрых электронов. Но все расчеты справедливы и в том случае, когда источником ионизации является жесткое рентгеновское излучение. Для эксперимента второй случай предпочтительнее, так как отсутствует электрическое поле объемного заряда термализованных электронов, которое может приводить к исчезновению отрицательной проводимости [5].

Вывод:

- 1) $e + \text{Xe} \rightarrow \text{Xe}^* + e$,
- 2) $e + \text{Xe} \rightarrow \text{Xe}^{**} \rightarrow e$,
- 3) $e + \text{Xe} \rightarrow \text{Xe}^+ + 2e$,
- 4) $e + F_2 \rightarrow F + F^-$,
- 5) $e + F_2 \rightarrow F_2(v) + e$,
- 6) $e + F_2 \rightarrow 2F + e$,
- 7) $e + F_2 \rightarrow F_2^* + e$,
- 8) $\text{Xe}^+ + 2\text{Xe} \rightarrow \text{Xe}_2^+ + \text{Xe}$,
- 9) $F^- + \text{Xe}_2^+ \rightarrow F + 2\text{Xe}$.

На рис. 1 представлены расчетные зависимости слабополевой электронной, ионной и полной проводимостей от частоты для различных величин скорости внешней ионизации S . Видно, что при определенных значениях S полная отрицательная проводимость существует только в определенной области частот $\omega_{\min} < \omega < \omega_{\max}$ (рис 1, б). В отсутствие инверсии ФРЭ поведение $\sigma_e(\omega)$ аналогично $\sigma_i(\omega)$ с учетом соответствующего сдвига по частоте. При больших S электронная проводимость положительна (рис. 1, а) вследствие повышения концентрации электронов и усиления электрон-электронного рассеяния, которое приводит к снятию

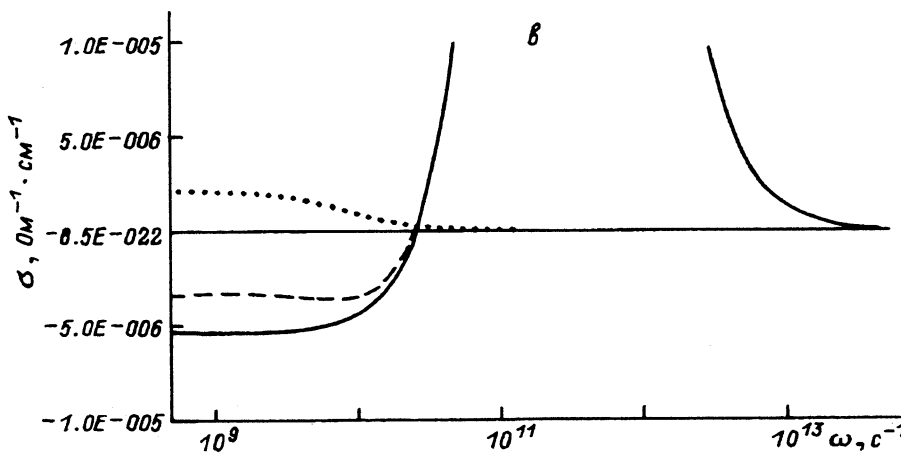
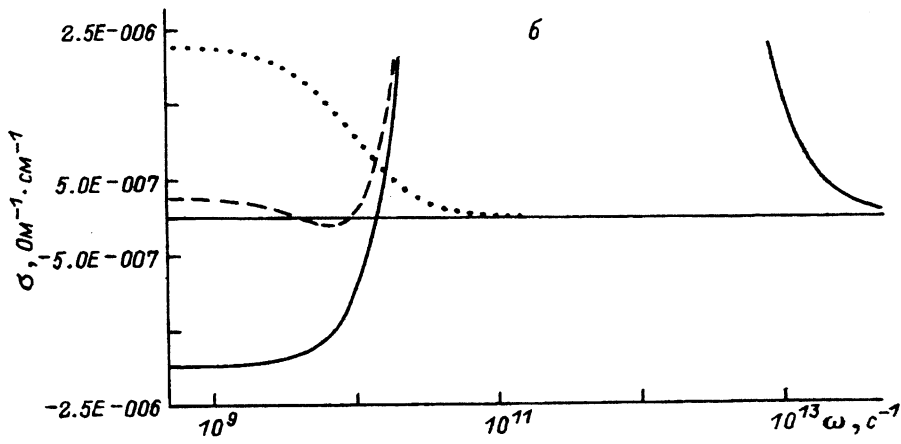
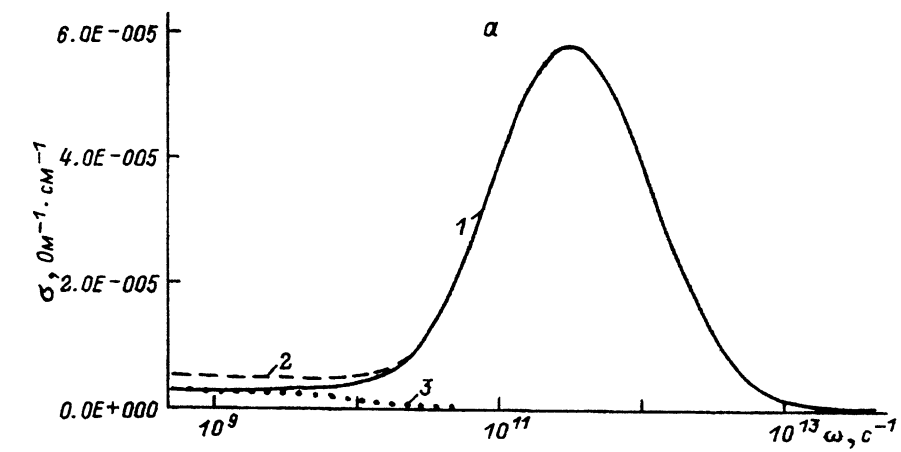


Рис. 1. Зависимость слабополевой проводимости от частоты ω при $N_{Xe} = 10^{19} \text{ см}^{-3}$ и $N_{F_2} = 10^{16} \text{ см}^{-3}$ для различных значений скорости внешней ионизации S .

S : а — $5 \cdot 10^{18}$, б — $4.2 \cdot 10^{18}$, в — $3.5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$; 1 — σ_e , 2 — σ_i , 3 — $\sigma = \sigma_e + \sigma_i$.

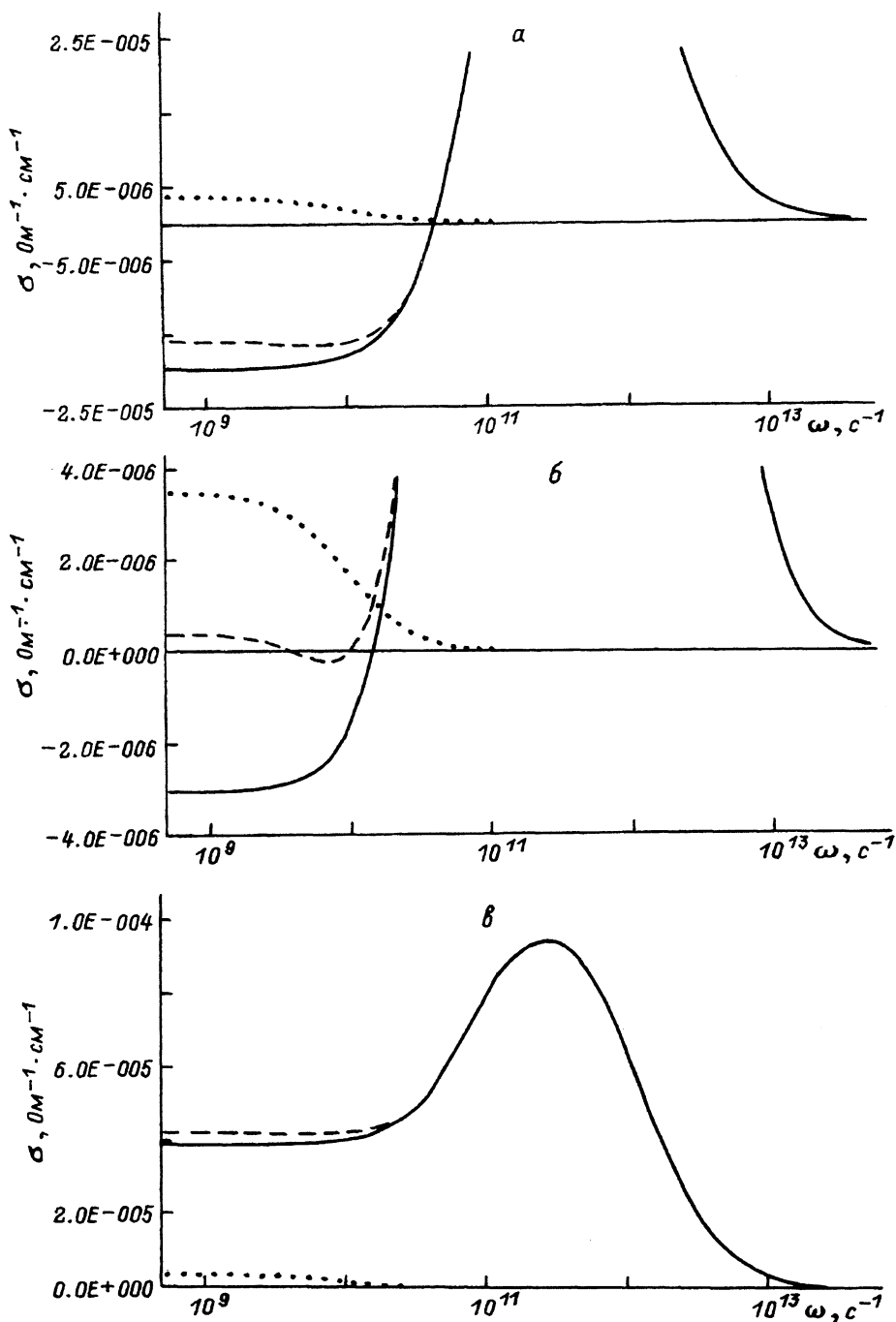


Рис. 2. То же, что и на рис. 1, но при фиксированных значениях скорости внешней ионизации и полного давления газа ($S = 10^{19} \text{ cm}^{-3} \cdot \text{c}^{-1}$, $N_{\text{Xe}} = 10^{19} \text{ cm}^{-3}$) и для различных значений концентрации электроотрицательного газа F_2 .
 N_{F_2} : *a* — $2 \cdot 10^{16}$, *б* — $1.55 \cdot 10^{16}$, *в* — $1 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$.

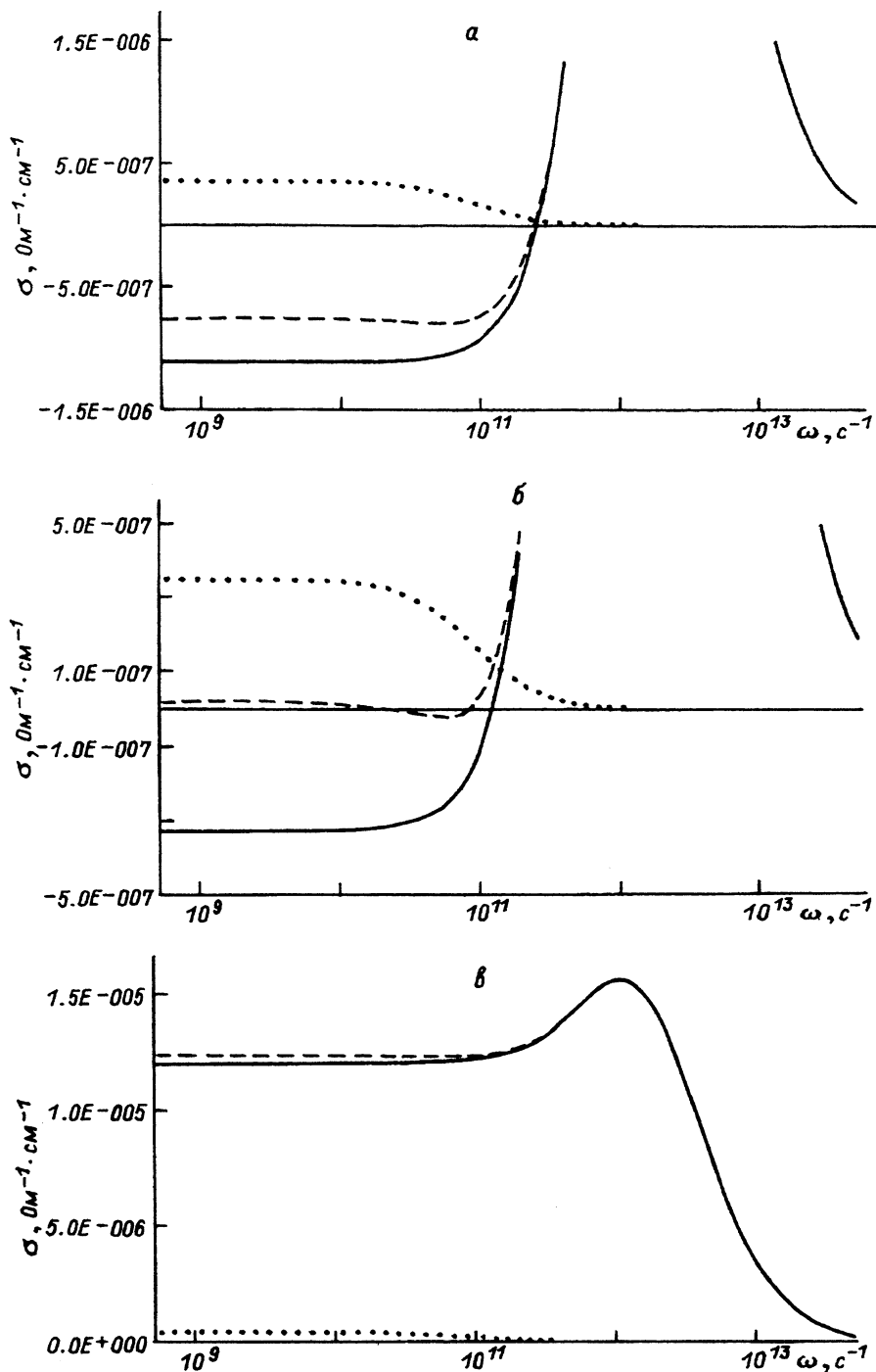


Рис. 3. То же, что и на рис. 2, но при более высокой (на порядок) концентрации ксенона ($N_{\text{Xe}} = 10^{20} \text{cm}^{-3}$).

инверсии ФРЭ. Когда S мало (рис. 1, в), то σ_e во всем интервале частот до $\omega < \omega_{\max}$ отрицательна и намного превышает ионную проводимость.

Аналогичное поведение $\sigma(\omega)$ наблюдается в случае вариации начальной концентрации F_2 возле оптимального значения (рис. 2). Существование полной абсолютной отрицательной проводимости в определенной области частот здесь также связано с сильной зависимостью инверсии ФРЭ, но не от скорости внешней ионизации, а от парциального давления электроотрицательного газа. Условия инверсии функции распределения электронов подробно обсуждались нами ранее в [5].

При повышении концентрации газа, как следует из неравенств (1), интервал частот, в котором имеет место отрицательная проводимость, должен сдвигаться в сторону больших ω , что подтверждается расчетами, выполненными для давления $p = 5$ атм (рис. 3).

Таким образом, подбором таких параметров, как скорость внешней ионизации, компонентный состав газовой смеси, величина полного давления, можно не только сужать частотный интервал существования абсолютной отрицательной проводимости, но и сдвигать максимум АОП в нужный диапазон частот, что открывает новую возможность для усиления и генерации электромагнитного излучения в коротковолновом диапазоне длин волн вплоть до субмиллиметрового.

В заключение авторы выражают благодарность фонду фундаментальных исследований ГКНТ Украины за финансирование данных исследований.

Список литературы

- [1] *Рохленко А.В.* // ЖЭТФ. 1978. Т. 75. Вып. 4(10). С. 1315–1319.
- [2] *Warman J.M., Sowada U., De Haas M.P.* // Phys. Rev. A. 1985. Vol. 31. N 3. P. 1974–1976.
- [3] *Shizgal B., McMahon D.R.A.* // Phys. Rev. A. 1985. Vol. 32. N 6. P. 3669–3680.
- [4] *Дятко Н.А., Кочетов И.В., Напартович А.П.* // Письма в ЖТФ. 1987. Т. 13. Вып. 23. С. 1457–1461.
- [5] *Головинский П.М., Шедрин А.И.* // ЖТФ. 1989. Т. 59. Вып. 2. С. 51–56.
- [6] *Блашков В.И., Золотарев О.А., Скребов В.И.* // Тез. докл. VIII Всесоюз. конф. по физике низкотемпературной плазмы Ч. III. Минск, 1991. С. 19–20.
- [7] *Головинский П.М., Шедрин А.И.* // Письма в ЖТФ. 1986. Т. 12. Вып. 19. С. 1162–1166.

Институт физики
Киев

Поступило в Редакцию
1 февраля 1993 г.