

ПОВЕДЕНИЕ СИЛЬНОТОЧНОГО ПУЧКА ЭЛЕКТРОНОВ В ПЛОТНОМ ГАЗЕ

Л. И. Рудаков, В. П. Смирнов, А. М. Спектор

В работе [1] было обнаружено, что пучок электронов с током 50 *ка* и энергией 3 *мэв* проходит в воздухе при атмосферном давлении 30 *см*, после чего рассыпается. Это более чем на порядок величины меньше длины пробега одного электрона.

Мы исследовали этот эффект в разных газах в интервале давлений 10^{-2} *тор* – 1,6 *атм*. Пучок электронов из ускорителя "Нептун" выпускался через анодную фольгу в диэлектрическую камеру диаметром 18 *см* и длиной 80 *см*. Основная часть экспериментов выполнена при энергии электронов 660 *кэв* и токе пучка 12 *ка* с длительностью 40 *сек*. Параметры пучка в дрейфовой камере измерялись с помощью калориметра, перемещавшегося вдоль оси. Одновременно производилась фотосъемка свечения плазмы, образованной пучком. На рис. 1 приведены фотографии в воздухе и гелии. На рис. 2 изображена кривая распределения вдоль камеры энергии электронного пучка, выпадающего на калориметр с диаметром равным диаметру камеры. Сопоставление этих кривых показывает, что интенсивность свечения плазмы находится в соответствии с калориметрическими измерениями. Видно, что в воздухе при атмосферном давлении пучок разваливается на длине ~ 12 *см*. Длина проникновения *L* пучка в воздух уменьшается с 20 до 10 *см* при изменении давления от 0,4 до 1,6 *атм*. При меньших

давлениях L быстро увеличивается. В гелии нам не удалось измерить L , так как ока оказалась больше длины дрейфовой камеры в интервале давлений до $1,6$ атм.

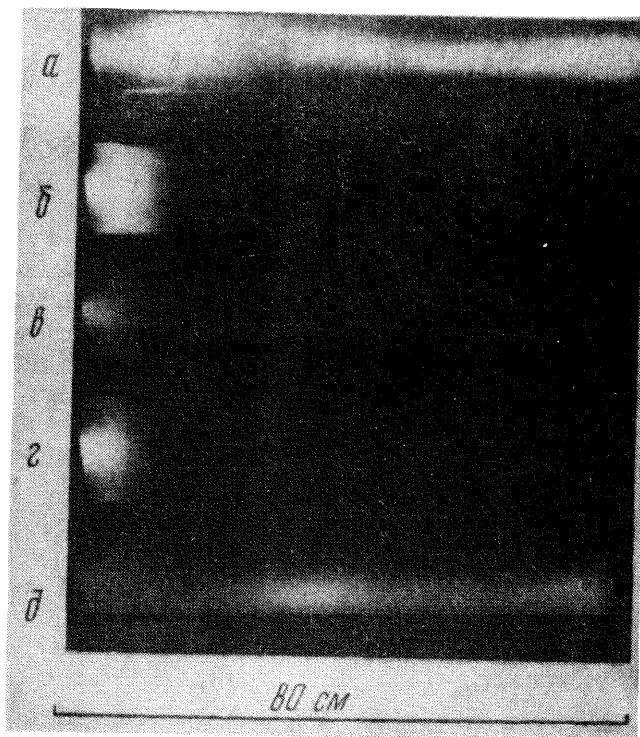


Рис. 1. Свечение плазмы, созданной электронным пучком: a – воздух $P = 10^{-2}$ атм, b – воздух $P = 0,4$ атм, c – воздух $P = 1,0$ атм, d – воздух $P = 1,6$ атм,

Эти явления, по-видимому, связаны с проявлением своеобразной неустойчивости пучка в сильно диссипативной среде. В условиях настоящего эксперимента частота рассеяния электронов относительно плотной плазмы ($n = 10^{14} + 10^{16}$ см $^{-3}$), образованной в результате ионизации газа электронами пучка, велика ($\nu_e \sim 4 \cdot 10^{12}$ сек $^{-1}$ при 1 атм). В этих условиях дисперсионное уравнение, описывающее поведение малых возмущений плотности пучка имеет вид:

$$1 = \frac{\omega_p^2}{i\omega\nu_e} + \frac{\omega_p^2}{(\omega - k_n\nu)^2} \frac{n^c}{n} \left(\frac{1}{\gamma} \frac{k_{\perp}^2}{k^2} + \frac{1}{\gamma^3} \frac{k_{\parallel}^2}{k^2} \right). \quad (1)$$

Здесь n^c и n – концентрация частиц в пучке и плазме, ν – скорость пучка, $\gamma = \left(1 - \frac{\nu^2}{c^2}\right)^{-1/2}$, k_{\parallel} и k_{\perp} – компоненты волнового вектора возмущения вдоль и поперек направления распространения пучка.

ка. Это уравнение имеет неустойчивое решение, приводящее к бунчировке пучка [2]

$$\omega = k_{\parallel} u + \delta, \quad l_m \delta = \frac{1}{\sqrt{2}} \left[k u v_e \frac{n^c}{n} \left(\frac{1}{\gamma} \frac{k_{\perp}^2}{k^2} + \frac{1}{\gamma^3} \frac{k_{\parallel}^2}{k^2} \right) \right]^{1/2}. \quad (2)$$

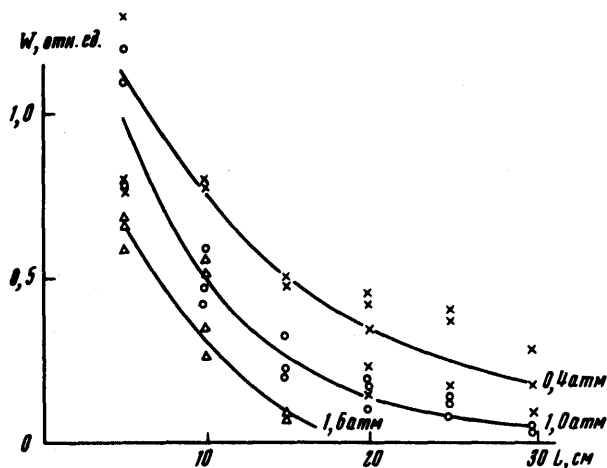


Рис. 2. Распределение энергии пучка, выпадающего на калориметр, вдоль оси камеры:
 а — $P = 0,4$ атм,
 б — $P = 1,0$ атм,
 в — $P = 1,6$ атм, газ — воздух

Для радиальной моды, не имеющей нулей на оси пучка, неустойчивость существует, если

$$l_m \delta > k_{\parallel} \overline{\Delta u}, \quad (3)$$

где $\overline{\Delta u}$ — тепловой разброс скоростей пучка вдоль направления распространения. Физически это условие означает, что возмущение должно нарастать быстрее, чем оно рассасывается из-за разброса скоростей. Из формул (2) и (3) можно найти оценку максимального инкремента, волнового вектора наиболее неустойчивых возмущений и длины, на которой возмущение усиливается в e раз

$$(l_m \delta)_{\max} = \frac{n^c}{n \gamma} v_e \frac{u}{\Delta U}, \quad k_{\parallel} \approx \frac{n^c}{n \gamma} \frac{v_e}{u} \left| \frac{u}{\Delta U} \right|^2, \quad k_{\parallel} \leq k_{\perp} \leq \frac{1}{r},$$

$$\frac{u}{(l_m \delta)_{\max}} = \gamma \frac{n}{n^c} \frac{\overline{\Delta u}}{v_e}. \quad (4)$$

Бунчировка пучка приводит к его торможению из-за диссипации переменного тока, возбуждаемого в плазме $j = e \omega \delta n / k$. Этот ток создается электрическим полем $E = e \omega \delta n / k \sigma$, а диссипация энергии пучка $n \epsilon$ в плазме описывается соотношением:

$$\frac{(e \omega \delta n)^2}{k^2 \sigma} = \frac{d}{dz} n^c \epsilon u. \quad (5)$$

Для развитой неустойчивости в этой оценке можно положить $\delta n \sim n'$. Кроме эффекта торможения, уменьшение потока энергии может быть связано с уходом частиц пучка на стенки из-за увеличения радиальных скоростей под действием электрического поля колебаний. Поэтому длина прохождения пучка L должна лежать между значениями

$$\gamma \frac{n}{n'} \frac{\overline{\Delta v}}{v} \leq L \leq \gamma \frac{n}{n'} \frac{u}{v_e} . \quad (6)$$

Концентрация плазмы создается ионизацией газа релятивистскими электронами, а также электронами плазмы в области торможения пучка. Эта вторичная ионизация приводит при достаточно малых давлениях к пробое газа. Если пробой отсутствует, то концентрация электронов определяется из соотношения $n_e = \sqrt{n' n_0} < \sigma v >_i / \alpha$; (α — коэффициент рекомбинации) при условии, что характерное время рекомбинации $1/\alpha n_e$ меньше длительности пучка r_p . На основании работ [3, 4] $\alpha = 10^{-7} \text{ см}^3/\text{сек}^{-1}$ для воздуха при $T_e \sim 1 \text{ эв}$. Тогда $1/\alpha n_e \ll r_p$ при $P > 0,1 \text{ атм}$.

Поэтому согласно (6)

$$\gamma \frac{\Delta U}{< \sigma v >_e} \sqrt{\frac{< \sigma v >_i}{n' n_0 \alpha}} < L . \quad (7)$$

Оценим значение L для давления воздуха 1 атм . При $n' = 2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$, $n_e \approx 2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, $v \approx 4 \cdot 10^{12} \text{ сек}^{-1}$ $L > 90(\Delta U/c) \text{ см}$. Величина L близка к наблюдаемой на эксперименте в воздухе, если положить $\Delta U \approx 5 \cdot 10^9 \text{ см/сек}$. Зависимость длины L от давления находится в соответствии с нашими экспериментальными результатами при $P > 0,4 \text{ атм}$.

При $P < 0,4 \text{ атм}$ в воздухе L растет быстрее, чем показывает формула (7). Это обстоятельство можно объяснить дополнительной ионизацией при пробое газа. Электрическое поле, возникающее вследствие неустойчивости, тем больше, чем меньше длина развития неустойчивости. Поэтому в гелии, где пробойное поле меньше, чем в воздухе, в 4-5 раз [5], длина проникновения пучка больше. Заметим, что электрическая прочность газа может снижаться из-за его нагрева мощным пучком, что приведет к увеличению длины распространения.

С формулой (7) согласуются также измерения, сделанные ранее Линком [1]. В этих опытах при атмосферном давлении в воздухе L примерно в 4 раза больше, чем у нас, это объясняется увеличением γ и энергии в пучке.

В заключение еще раз отметим, что в рассмотренном явлении существенная доля энергии пучка может диссипироваться в тепло. Поэтому возможно его использование для коллективного нагрева сверхплотной плазмы.

Авторы выражают признательность С.Л. Недосееву и И.В. Новобаранцеву за обсуждение полученных результатов, С.С. Кингсепу за помощь в проведении экспериментов.

Поступила в редакцию
17 февраля 1972 г.

Литература

- [1] W. T. Link. IEEE Trans. on Nucl. Sci., 1967-NS- 14, №3, p. 777.
 - [2] Е.А.Корнилов, С.А.Некрашевич, Я.Б.Файнберг, Н.А.Шоховцов.
Письма в ЖЭТФ, II, 284, 1970.
 - [3] W.L. Nighan. Phys. Rev. A2, 1989, 1970.
 - [4] M.A. Biondi. Canadian J. of Chemistry 47, 1711, 1969.
 - [5] P. Felsenthal J.M. Proud. Phys. Rev., 139, A, 1796, 1965.
-