

электрическим разрядом [9]. Согласно измеренной мощности спонтанного УФ-излучения в этих условиях достигалась $N=4 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$. При этом $\alpha \approx 1$, $\varepsilon_* = 1.8$ эВ. Критерии (2) выполняются. Для ЭМ $KrF(B)$ на переходе $\nu=25, j_m=22 \rightarrow \nu=24, j=23$ получаем $\sigma_{\nu, j_m} = 1.2 \cdot 10^{-14} \text{ см}^2$, $\lambda = 40$ мкм; для перехода $\nu=50 \rightarrow \nu=49$, $\sigma_{\nu, j_m} = 2.5 \cdot 10^{-14} \text{ см}^2$, $\lambda = 50$ мкм. Подставляя значения параметров в (5), получаем $\alpha_{25, 22} = 10^{-3} \text{ см}^{-1}$, $\alpha_{49, 23} = 2 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-1}$.

Из изложенного следует, что в активной среде эксимерных лазеров на галогенидах инертных газов (XeF , KrF , $XeCl_2$) возможно усиление света в длинноволновом спектральном диапазоне $\lambda = 30-80$ мкм.

Л и т е р а т у р а

- [1] Газовые лазеры / Под ред. И. Мак-Даниеля и У. Нигэна. М.: Мир, 1986. 549 с.
- [2] Елецкий А.В. - УФН, 1978, т. 125, № 2, с. 279-314.
- [3] Молчанов А.Г. - Труды ФИАН, 1986, т. 171, с. 54-127.
- [4] Blaue J.A., Yang T.T., Turner C.E., Sorrel D.A. - Appl. Phys., 1984, v. 23, N 23, p. 4352-4367.
- [5] Дацюк В.В., Измайлов И.А., Кочелав В.А. - Квантовая электроника, 1986, т. 13, № 10, с. 2120-2123.
- [6] Corkum P.B., Taylor R.S. - IEEE J. Quant. Electron., 1982, v. 17, N 11, p. 1962-1975.
- [7] Химические лазеры / Под ред. Н.Г. Басова. М.: Наука, 198. 400 с.
- [8] Shanker J., Agrawal H.V. - Can. J. Phys., 1982, v. 60, N 8, p. 1187-1192.
- [9] Gerber T., Lüthy W., Burkhard P. - Opt. Commun., 1980, v. 35, N 2, p. 242-244.

Институт полупроводников
АН УССР, Киев

Поступило в Редакцию
7 октября 1987 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 5

12 марта 1988 г.

О РЕЗИСТИВНОМ УСКОРЕНИИ ИОНОВ В ПЛАЗМЕННОМ ПОТОКЕ

В.П. Борзенко, О.Л. Волков, В.И. Красов,
И.А. Крикберг, В.Л. Паперный, В.Г. Симонов

Известны два основных механизма ускорения ионов в генерируемой катодом плазменной струе вакуумной дуги. Первый основан на предположении об установлении в плазме распределения потен-

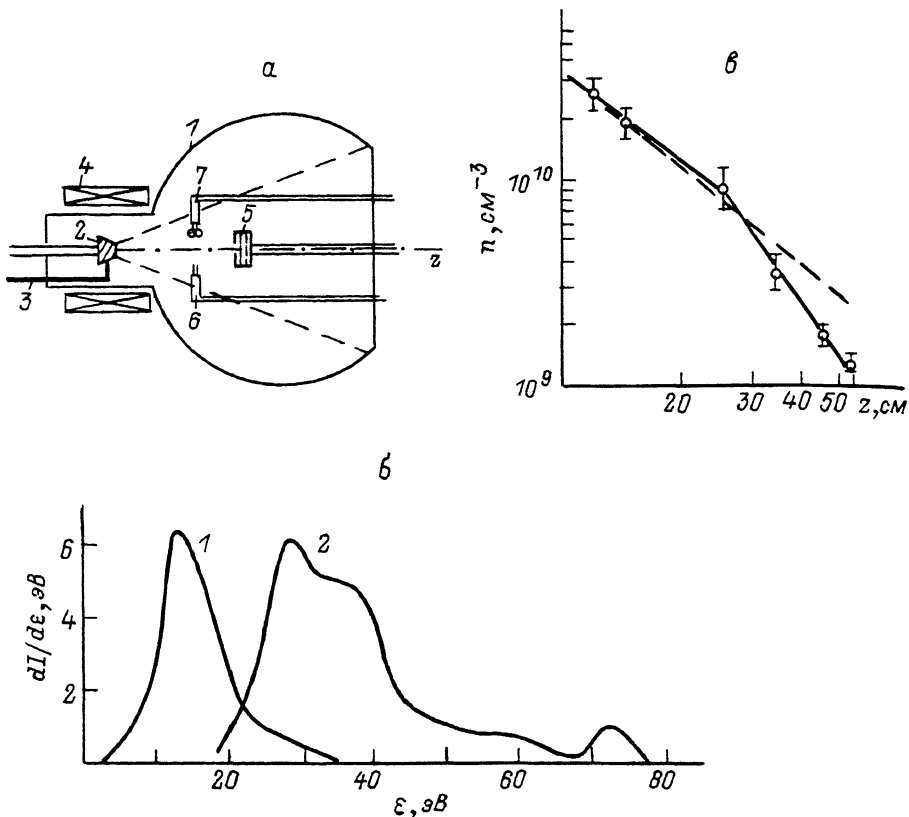


Рис. 1. а - схема экспериментальной установки: 1 - вакуумная камера, 2 - катод, 3 - поджигающий электрод, 4 - катушка магнитного поля, 5 - сеточный анализатор, 6 - ленгмюровский зонд, 7 - эмиссионный зонд; б - энергетические спектры ионов на расстоянии 15 см от катода (1), 40 см от катода (2).

циала с максимумом в области катода ("горбом потенциала"), ускоряющим ионы в направлении анода [1]. Этот механизм аналогичен известному механизму амбиполярного ускорения ионов при расширении плазмы в вакуум [2]. Второй - резистивный - обусловлен наличием силы электрон-ионного трения, приводящей к увеличению ионов электронами, движущимися от катода к аноду [3]. В последнее время появились указания на возможность реализации как первого [4], так и второго [5] механизмов, однако прямые экспериментальные доказательства этого отсутствуют. Изучение процесса ускорения ионов в плазменном потоке вакуумной дуги является целью данной работы.

1. Стационарная плазменная струя генерировалась водоохлаждаемым титановым катодом (диаметр 70 мм), инжектировалась в вакуумную камеру диаметром 900 мм ($P_{\text{ост}} \approx 10^{-5}$ торр)

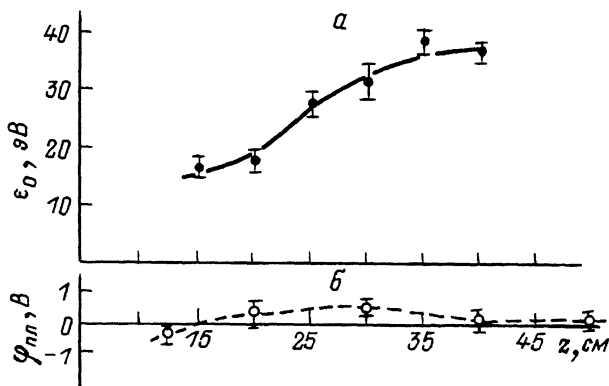


Рис. 2. Распределение вдоль оси z направленной энергии ионного потока (а), потенциала плазмы (б), концентрации плазмы (в). Пунктиром показана зависимость $n(z) \propto z^{-2}$.

(см. рис. 1, а). Потенциал катода $\varphi_k \approx (20-25)$ В, стенки камеры служили анодом. Катод помещался в постоянное магнитное поле (вблизи катода $B_0 \approx 50$ Гс). Распределение вдоль оси плазменной струи потенциала $\varphi_{пл}$ измерялось подвижным эмиссионным зондом, распределение температуры электронов T_e и концентрации ионов n_i — двойным ленгмюровским зондом. Энергетический спектр ионов находился путем дифференцирования кривой задержки сеточного электростатического анализатора.

2. Из приведенных на рис. 1, б энергетических спектров ионов видно, что в объеме плазменной струи по мере удаления от катода наблюдается увеличение направленной энергии основной части ионов и появление „хвоста“ ускоренных частиц. Аппроксимируя спектр максвелловским распределением с температурой T_i , сдвинутым на величину направленной скорости u_i , из рис. 1, б находим $\mathcal{E}_0 = m_i u_i^2 / 2 \approx 15$ эВ при $z_1 = 15$ см; $\mathcal{E}_0 \approx 37$ эВ при $z_2 = 40$ см; $T_i \approx 0.3-0.6$ эВ $\approx const$. Отсюда видно, что основную долю энергии $\Delta \mathcal{E}_0 \approx 22$ эВ ионы набрали в процессе ускорения на интервале (z_1, z_2) вдали от катода. Поскольку изменение потенциала плазмы на этом интервале мало и лежит в пределах точности измерений ($\Delta \varphi_{пл} < 0.2$ В, см. рис. 2, б), то ясно, что наблюдаемое ускорение ионов не связано с электрическим полем в плазме.

3. Чтобы выяснить природу ускорения ионов в стационарной плазменной струе, проанализируем результаты эксперимента на основе системы гидродинамических уравнений для электронов и ионов. Их уравнения непрерывности сводятся к условию постоянства потока через любое сечение струи $S(z)$ на расстоянии z от центра катода:

$$en_e u_e S = I, \quad m_i n_i u_i S = G, \quad (1)$$

где I — сила тока, G — поток массы.

Уравнения движения электронов и ионов вдоль оси (т. е. вдоль силовой линии внешнего поля B) имеют вид

$$m_e n_e u_e \frac{du_e}{dz} = - \frac{d(n_e T_e)}{dz} + e n_e \frac{d\varphi}{dz} - R, \quad (2)$$

$$m_i n_i u_i \frac{du_i}{dz} = - \frac{d(n_i T_i)}{dz} - I e n_i \frac{d\varphi}{dz} + R, \quad (3)$$

где R — сила трения между электронами и ионами. Учитывая условие квазинейтральности $n_e = Z_i n_i$, из (1) получаем $u_e = u_i \beta / Z_i$, где Z_i — средний заряд ионов, $\beta = m_i I / e G$ — отношение потоков электронов и ионов. В условиях, близких к нашему эксперименту, $Z_i \approx 2$ [5], $\beta \approx 10-15$ [3].

Как следует из измерений, первое и второе слагаемые правой части (3) не дают существенного вклада в ускорение ионов, единственной причиной которого остается сила трения R . Работа этой силы определяет прирост энергии ионов $\Delta \mathcal{E}_0 = A_{i2} = \int_{z_1}^{z_2} (R/n_i) dz$.

Оценим ее величину, считая взаимодействие ионов с электронами кулоновскими. Тогда $R/n_i = \alpha_{ei} n_e u_e = \alpha_{ei} I / e S$. Так как согласно измерениям на интервале (z_1, z_2) $T_e \approx 2-3$ эВ, то коэффициент трения $\alpha_{ei} = \text{const} \cdot T_e^{-3/2} \approx (3-5) \cdot 10^{-32}$ г·см³ с⁻¹. Если считать, что сечение струи меняется как $S \propto z^m$, где $m \approx 2-3$ (см. рис. 2, в),

$$\text{то } A_{i2} = \frac{\alpha_{ei} I z_1}{(m-1) e S(z_1)} \left(1 - \left(\frac{z_1}{z_2} \right)^{m-1} \right) \approx \frac{\alpha_{ei} \beta}{m-1} z_1 n_i(z_1) u_i(z_1).$$

Используя экспериментальные значения $n_i(z_1) \approx 2 \cdot 10^{10}$ см⁻³, $\mathcal{E}_0(z_1) \approx 15$ эВ, получаем $A_{i2} \approx 0.02-0.1$ эВ, что на два-три порядка меньше измеренного прироста энергии ионов $\Delta \mathcal{E}_0 \approx 22$ эВ. Это означает, что трение между электронами и ионами имеет не кулоновскую, а турбулентную природу и обусловлено рассеянием на микрофлуктуациях потенциала. Оценив по результатам измерений отношение токовой и тепловой скорости электронов, получим $\beta = u_e / v_{Te} \approx 0.06 \pm 0.02$, что хорошо согласуется с величиной $\beta \approx (m_e / m_i)^{1/4} = 0.06$, следующей из теории аномального сопротивления для ионно-звуковой турбулентности [6], развитием которой, по-видимому, и обусловлена аномальная величина электрон-ионного трения. На возможность раскочки током ионно-звуковой неустойчивости указывает наличие в плазме неизотермии, которая согласно измерениям составляла $T_e / T_i \approx 5$.

4. Из (2), (3), пренебрегая инерцией электронов и ионным давлением ($T_i \approx 0$), получаем уравнение $\frac{d\mathcal{E}_0}{dz} = - \frac{I}{n_i} \frac{d(n_e T_e)}{dz}$, решением которого при $T_e \approx \text{const}$ будет $\Delta \mathcal{E}_0 = Z_i T_e \ln(n_i(z_1) / n_i(z_2))$. Отсюда, используя экспериментальные значения n_i и T_e , имеем $\Delta \mathcal{E}_0 \approx 10-15$ эВ, что качественно согласуется с прямыми измерениями $\Delta \mathcal{E}_0 \approx 22$ эВ.

Как видно из данной формы уравнения для энергии ионов, перво-причиной движения квазинейтральной плазмы (при любом варианте ускорения ионов) оказывается градиент электронного давления. Однако в случае амбиполярного движения передача импульса от электронов к ионам происходит через поляризационное электрическое поле, а в исследованном случае – посредством увеличения ионов силой электрон-ионного трения.

Отметим, что рассмотренный резистивный механизм ускорения ионов, по-видимому, имеет достаточно общую природу и реализуется в токовых системах ($\beta > 1$), в то время как амбиполярный механизм ускорения наиболее характерен для бестокового ($\beta = 1$) расширения плазмы в вакууме.

Л и т е р а т у р а

- [1] П л ю т т о А.А., Р ы ж к о в В.Н., К а п и н А.Т. – ЖЭТФ, 1964, т. 47, № 2, с. 494–507.
- [2] Г у р е в и ч А.В., П а р и й с к а я Л.В., П и т а е в с к и й Л.В. – ЖЭТФ, 1965, т. 49, № 2, с. 647–660.
- [3] Л ю б и м о в Г.А. – ДАН, 1975, т. 225, № 27, с. 1045–1047.
- [4] А р е с т о в С.И., Б у г а е в С.П., С у х а р е в А.Н. и др. Тез. докл. УП Всесоюзн. конференции по физике низкотемпературной плазмы. – Ташкент: ФАН, 1987, т. 2, с. 93.
- [5] А к с е н о в И.И., К о н о в а л о в И.И., П а д а л к а В.Г. и др. – Физика плазмы, 1985, т. 11, № 11, с. 1373–1379.
- [6] Г а л е е в А.А., С а г д е е в Р.З. Вопросы теории плазмы. М.: Атомиздат, 1973; т. 7, с. 3.

Иркутский государственный
университет им. А.А. Жданова

Поступило в Редакцию
4 декабря 1987 г.