

Электронные и ионные пучки

УДК 533.9.07:533.9.5

Исследование динамики токового и газового каналов при инжекции СРЭП.

Часть II*. Динамика газа, нагретого СРЭП

А. А. Королев, Г. П. Мхеидзе, А. А. Савин

Институт общей физики РАН, Москва, Россия

Изложены результаты экспериментального и численного исследований инжекции сильнооточного релятивистского электронного пучка (СРЭП) с параметрами $E_0 = 1 - 1,5$ МэВ, $I_b = 8 - 10$ кА, $\tau_b = 60 - 100$ нс в воздух. С помощью интерферометрического метода прослежена динамика плотности воздуха в области распространения СРЭП в течение $t = 1 - 600$ мкс после прохождения пучка. Обсуждается методика определения энерговклада в газ по газодинамическим данным. Приводятся оценки разогрева газа плазменными токами.

Взаимодействие СРЭП с газом включает в себя, в зависимости от длительности воздействия t , взаимодействие с различными средами: вакуумом ($t \ll \tau_i$, τ_i — время ионизации), газом ($t \approx \tau_i$) и плазмой ($t \geq \tau_i$). Ввиду кратковременности импульса на транспортировку СРЭП влияние оказывают процессы, имеющие место в течение времени $t \ll \tau_G \approx r_b/v_G$ (τ_G — характерное газодинамическое время, r_b — радиус пучка, v_G — скорость звука в газе). При $t \geq \tau_G$ появятся новые факторы, которые существенны для плазмохимических реакторов и могли бы повлиять на распространение квазистационарного пучка: изменение и перераспределение плотности газа, изменение соотношения электронной и ионной температур, нагрев газа.

Динамика плотности нагретого пучком газа исследовалась оптическим интерферометром (схема эксперимента представлена в первой части работы: Исследование динамики токового и газового каналов при инжекции СРЭП. Часть I. Транспортировка пучка)*.

Поведение плотности газа ρ при инжекции пучка в воздух определялось по изменению показателя преломления газа в области СРЭП. Измерения проводились с помощью интерферометра Майкельсона. Величину изменения показателя преломления находят по сдвигу на интерференционной картине [1]

$$\Delta K = \frac{2}{\lambda} \int_{Z_1}^{Z_2} [n(x, y, z) - n_0] dz, \quad (1)$$

где n_0 — показатель преломления невозмущенной среды;

Z_1 и Z_2 — координаты границы оптической неоднородности.

Оценим возможности метода. Связь между показателем преломления n и концентрацией частиц газа определяется выражением

$$n - 1 = \sum_K C_K N_K = 2\pi \sum_K d_K N_K, \quad (2)$$

где C_K , d_K — коэффициент рефракции и поляризуемость частицы сорта K ;

N_K — концентрация частиц сорта K .

Коэффициент рефракции электронов вплоть до $N_e \approx 10^{20}$ см⁻³ равен $C_e = -4,49 \cdot 10^{-14} \lambda^2 = 2 \cdot 10^{-22}$ см² при $\lambda = 0,7$ мкм. Вдали от линии поглощения (видимый диапазон) коэффициент рефракции атомов и молекул газа практически не зависит от длины волны. Для молекул N_2 и O_2 в основном состоянии он равен $C_M \approx 10^{-23}$ см² [1].

Полагая минимальное разрешение сдвига интерференционной полосы $\Delta K_{\min} = 0,1$, получим нижние пределы измерения величины $N_K L$ (L — характерный размер неоднородности): для электронов $(N_e L)_{\min} \approx 2 \cdot 10^{16}$ см⁻², для молекул $(N_M L)_{\min} \approx 3 \cdot 10^{17}$ см⁻².

Как показали измерения, выполненные с высоким временным разрешением (не хуже 30 нс), изменение показателя преломления, связанное с образованием электронной компоненты, возбуждением и диссоциацией молекул под действием СРЭП, меньше порога чувствительности интерферометра. Изменения показателя преломления, регистрируемого интерферометром (полосы на интерференционной картине начинают смещаться через несколько микросекунд после импульса СРЭП), обусловлено изменением плотности газа. Справедливо выражение

$$\rho / \rho_0 = 1 + 0,34 \cdot 10^4 \Delta n,$$

где ρ_0 — начальная плотность газа.

* Часть I опубликована в журнале "Прикладная физика" № 5 за 2005 г.

Регистрация "автографа" пучка на чувствительном материале типа "астролон", располагаемом на пути пучка, дает основание считать, что распределение плотности энерговклада пучка в газ в поперечных сечениях, как правило, обладает осевой симметрией. Для нахождения локальных значений изменения показателя преломления и, соответственно, плотности газа методом ступенчатой аппроксимации, получившим название метода Пирса [2], решалось уравнение Абеля

$$\Delta K(y) = 2 \frac{\sqrt{2}}{\lambda} \int_y^R \frac{\Delta n(r) r dr}{\sqrt{r^2 - y^2}}, \quad (3)$$

где $\Delta K(y)$ — измеряемое смещение интерференционных полос на расстоянии y от оси симметрии;

r — радиус неоднородности.

Этот метод хорошо зарекомендовал себя при "абелизации" гладких функций (ошибка метода не превышает 1 %). При наличии ошибок в определении смещения полос $\delta(\Delta K)$ * ошибка в определении величины $(\Delta n)_i$ определяется выражением [3]

$$\delta(\Delta n)_i \approx \frac{N}{R} \frac{\sqrt{2}}{A_{ii}} \delta(\Delta K),$$

где A_{ii} — коэффициент Абеля;

N — число зон разбиения.

Для уменьшения ошибок экспериментальная функция сглаживалась как вручную, так и с помощью кубических сплайнов, а затем производилась "абелизация". Ошибка в определении величины ρ/ρ_0 для центральной зоны, где она максимальна, при числе зон разбиения $N = 25$ и $R = 5$ см была тем самым сведена до $\delta(\rho/\rho_0) \approx 0,015$.

Время t , в течение которого можно корректно восстанавливать радиальный профиль плотности газа по измеренным сдвигам интерференционных полос, ограничено уходом волны сжатия за край просвечиваемой зоны. Для расширения этого временного интервала центр светового луча смещался относительно оси пучка. Таким образом время t достигало ≈ 250 мкс. Кроме того, учитывая то обстоятельство, что периферийные зоны вносят незначительный вклад в величину прорежения (преобразование Абеля) вблизи оси пучка, интерполяцией волны сжатия за пределами просматриваемой области можно увеличить t вплоть до 350–400 мкс.

Временное разрешение регистрирующей системы составляло 0,3 мкс. В нескольких экспериментах интерференционная картина регистрировалась с временным разрешением $\approx 0,03$ мкс. Для регистрации на интерферограмме момента инъекции пучка применялась импульсная лампа-вспышка, включение которой было синхронизировано с работой ускорителя.

Исследования динамики газа проводились на различных расстояниях $l_g = (3,5-25)$ см от анодной фольги ускорителя и при разных условиях инъекции пучка.

Регистрация интерференционной картины осуществлялась совместно с токовыми измерениями. Приемный узел располагался на расстоянии l от анодной фольги, в 10–30 см от исследуемого сечения с тем, чтобы получить количественную информацию о токе, не искажая при этом газодинамическую картину**.

Токовые измерения проводились и без газодинамических исследований. Именно данные этих экспериментов по изучению распределения пучкового тока использовались затем при построении профиля плотности тока в сечении, в котором проводились газодинамические исследования.

Эксперименты по исследованию динамики среды при взаимодействии импульсного СРЭП с газом с помощью интерферометрического метода показали, что под воздействием пучка в газе образуется канал с пониженной плотностью. Отношение плотностей ρ/ρ_0 (ρ_0 — начальная плотность газа) зависит от плотности тока пучка, наличия магнитного поля, расстояния от места инъекции пучка [4, 5]. Радиальное распределение плотности воздуха в различные моменты времени для двух значений плотности тока показано на рис. 1. При $j \approx 1$ кА/см² за время порядка 50–60 мкс разрежение газа достигает значения $\rho/\rho_0 \approx 0,5$ (см. рис. 1, а), а при $j \approx 0,3$ кА/см² за время 74 мкс — всего лишь $\rho/\rho_0 \approx 0,94$ (см. рис. 1, б).

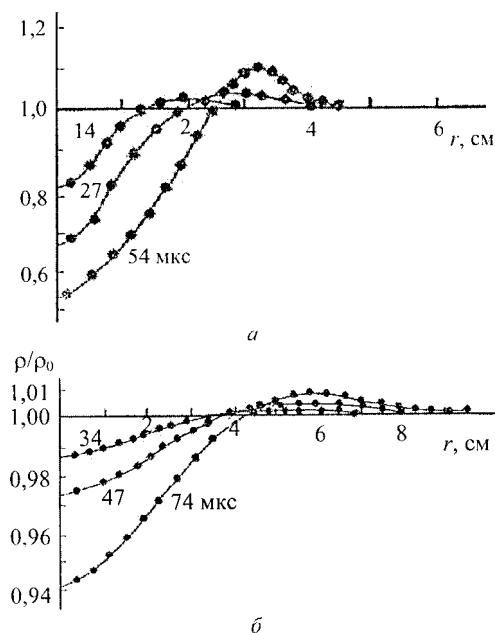


Рис. 1. Радиальные распределения плотности воздуха для различных моментов времени после импульса: а — $j = 1$ кА/см²; б — $j = 0,3$ кА/см²

* Обычно $\delta(\Delta K) = 0,1$ полосы.

** Под искажением здесь понимается прохождение через исследуемое сечение звуковых волн, образующихся при взаимодействии электронного пучка с входной фольгой приемника.

На рис. 2 даны некоторые результаты исследования динамики воздуха: радиальное распределение относительной плотности воздуха ρ/ρ_0 в различные моменты времени, гистограмма удельного ионизационного энерговклада пучка $q_i(r)$; зависимость относительной плотности воздуха ρ/ρ_0 на оси канала (1) и координаты r_m максимума плотности воздуха (2) от времени.

Кривые сняты в условиях:

I — $l_g = 10$ см, $d_k = 30$ мм, $U_0 = 1,25$ МВ, $I_b = 9,7$ кА, $\tau_b = 65$ нс. Приемник заземлен обратными токопроводами.

II — $l_g = 10$ см, $d_k = 30$ мм, $U_0 = 1,3$ МВ, $I_b = 9,3$ кА, $\tau_b = 80$ нс. Приемник заземлен через сигнальные кабели. В диоде продольное магнитное поле 150 Гс.

Полученные зависимости $\rho(r)/\rho_0$, $q(r)$, $\rho(t)/\rho_0$, $r_m(t)$ позволяют детально проследить динамику газа, нагретого СРЭП. Измерения показали, что плотность газа на оси уменьшается и достигает стационарного значения $(\rho/\rho_0)_s$ за время τ_s , зависящее от геометрических размеров СРЭП в исследуемой области. Скорость изменения плотности газа зависит от плотности тока пучка (энерговклада), тогда как время достижения минимальной плотности не зависит от энерговкла-

да и приблизительно совпадает с характерным временем $\tau_s \approx \tau_g \approx r_b/v_s$ (v_s — скорость звука в газе). Легко заметить, что скорость распространения волны сжатия достигает скорости звука.

На рис. 3 приведены кривые $\rho(r)/\rho_0$ в зависимости от r в разные моменты времени t .

В части I* было отмечено, что распределение $j_b(r)$ при наличии магнитного поля в диоде характеризуется некоторыми особенностями, в частности, на крыле распределения имеет место локальное увеличение плотности тока. Как видно из рис. 2, такое изменение профиля пучка (и соответственно энерговклада) приводит к существенному изменению динамики плотности газа. На начальной стадии наблюдается чередование областей повышенной и пониженной плотности с увеличением поперечной координаты при $t = 20$ и 40 мкс (см. рис. 2, II, а). На графиках зависимости относительной плотности газа от времени (см. рис. 2, II, в) хорошо видно появление промежуточных стационарных значений. Так же, как и ранее (т. е. в случае, когда магнитное поле отсутствует, см. рис. 2, I), достигается стационарный профиль плотности, который

* См. журнал "Прикладная физика", 2005, № 5.

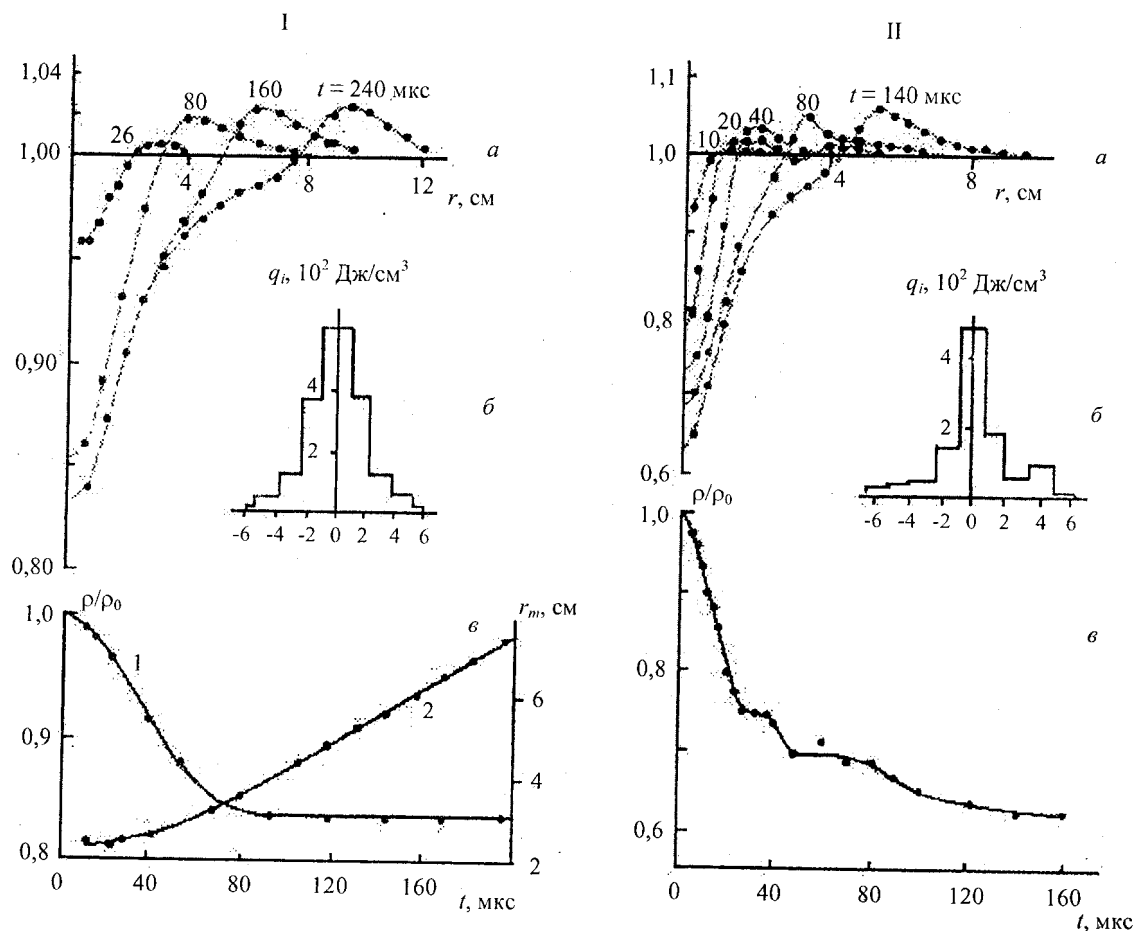


Рис. 2. Результаты исследования динамики воздуха:

а — радиальное распределение относительной плотности воздуха ρ/ρ_0 в различные моменты времени; б — гистограмма удельного ионизационного энерговклада пучка $q_i(r)$; в — зависимость относительной плотности воздуха ρ/ρ_0 на оси канала (1) и координаты r_m максимума плотности воздуха (2) от времени

существует без видимых изменений по крайней мере до 600 мкс. С увеличением расстояния и времени отмеченные особенности проявляются в меньшей степени. Уже на расстоянии $l_g = 25$ см поведение плотности газа имеет "обычный" вид (см. рис. 3), хотя несимметричное распределение $j_b(r)$ прослеживается до $l_g = 50$ см. Указанное поведение плотности газа можно, по-видимому, объяснить образованием возвратных волн, вызванных немонотонностью в распределении профиля энерговклада [6].

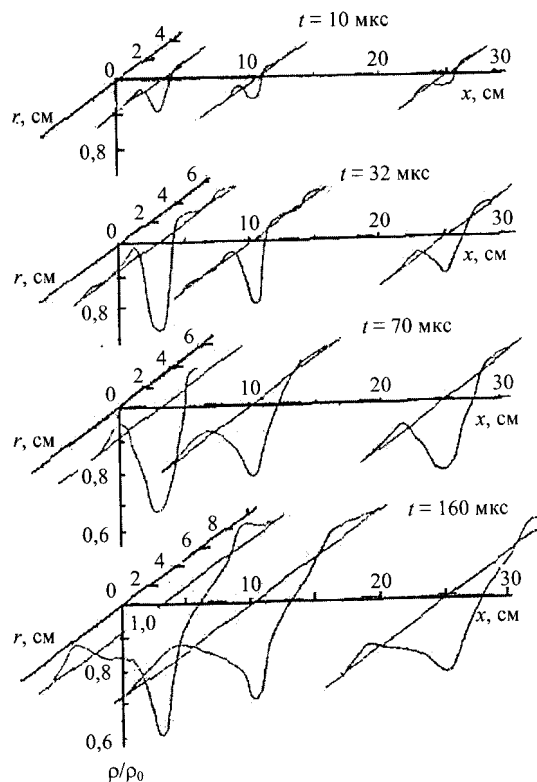


Рис. 3. Распределение относительной плотности воздуха ($\rho(r)/\rho_0$) в зависимости от l в разные моменты времени t . $U_0 = (1,1 - 1,3)$ МВ, $I_b = (9,2 - 10)$ кА, $\tau_b = (60 - 90)$ нс. Приемник заземлен через сигнальные кабели. В диоде продольное магнитное поле

На рис. 2 следует обратить внимание на следующее: при наличии обратных токопроводов (см. рис. 2, I, б) удельный ионизационный энерговклад в газ больше, чем в случае, когда заземление приемника осуществляется сигнальными кабелями (см. рис. 2, II, б): в первом случае $q_i \approx 600$ Дж/см³, а во втором — $q_i \approx 440$ Дж/см³. В то же время разрежение воздуха при меньшем энерговкладе больше, чем при меньшем: в первом случае $\rho/\rho_0 \approx 0,84$, во втором — $\rho/\rho_0 \approx 0,63$.

В случае адиабатичности* процесса формирования области пониженной плотности и мгно-

венного разогрева газа импульсом СРЭП плотность газа на оси пучка при газокинетических временах ($t \geq \tau_g \approx r_b/v_g$) можно определить из соотношения [6, 7]

$$\rho(q) = \rho_0 (1 + q_{r=0}/q_{g0})^{-1/\gamma}, \quad (4)$$

где q — удельный энерговклад в газ на оси пучка;

q_{g0} — начальная тепловая энергия газа;

γ — показатель адиабаты.

На рис. 4 приведены экспериментальные значения ρ/ρ_0 в зависимости от энерговклада q_i , обусловленного ионизационными потерями пучка и определенного по формуле (4) из экспериментально найденных значений $j_b(r, t)$. Данные приведены как для случаев, когда приемник заземлен обратными токопроводами, так и для случаев заземления сигнальными кабелями.

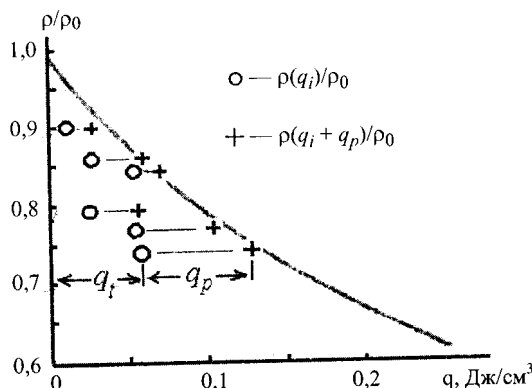


Рис. 4. Зависимость относительной плотности ρ/ρ_0 от удельного энерговклада q (два случая): ○ — приемник заземлен обратными токопроводами; + — через сигнальные кабели

Кривая на рис. 4 соответствует зависимости $\rho(q)/\rho_0$, даваемой формулой (4). Как видим, во всех случаях q_i меньше удельного энерговклада q , необходимого для получения экспериментально наблюдаемого прорежения газа. Разница между q и q_i существенная, достигает четырехкратного значения ионизационного энерговклада. Все указывает на существование дополнительного механизма разогрева газа с удельным энерговкладом $q_p = q - q_i \approx (0-4)q_i$. И абсолютная, и относительная величины дополнительного энерговклада растут с уменьшением расстояния от приемника до анодной фольги. В случае, когда имеется обратный токопровод, дополнительный энерговклад в газ меньше, чем в случае, когда обратный токопровод отсутствует, и приемник заземлен через сигнальные кабели (см. рис. 4).

Наиболее вероятным механизмом дополнительного нагрева газа является омический нагрев плазменным током, протекающим в области распространения пучка. При отсутствии обратного токопровода часть энергии передается обратному току через образующееся электрическое поле, что приводит к дополнительному увеличе-

* Предположение об адиабатичности процесса формирования канала пониженной плотности в воздухе вполне оправдано, так как потери энергии на излучение пренебрежимо малы, и теплопроводностью воздуха также можно пренебречь.

нию q_p . К тому же при заземлении приемника сигнальными кабелями доля плазменного тока вырастает до $\leq 0,9 q_i$, соответственно растет и доля энерговклада, обусловленного плазменным током. С уменьшением I плотность тока пучка увеличивается, растет и часть I_b , захваченная приемником. Следовательно, растет как плазменный ток, так и его плотность на оси, т. е. увеличивается доля удельного энерговклада, вносимая плазменным током.

Хотя точность измерения плазменного тока нельзя признать удовлетворительной, можно сделать предварительную оценку проводимости пучковой плазмы, протекание обратного тока по которой и приводит к дополнительному разогреву. Используя соотношение

$$q(r) = q_i(r) + q_p(r), \quad q_p(r) = \int_0^{\tau_b} \frac{j_p^2(r, t)}{\sigma(r, t)} dt,$$

где q , q_i и q_p — удельные энерговклады: общий, от ионизационных потерь и от джоулевого нагрева плазменными токами, $\sigma(r, t)$ — проводимость плазменного канала), на оси пучка были получены значения проводимости $(1-3) \cdot 10^{11} \text{ с}^{-1}$.

При оценках временная зависимость проводимости σ полагалась такой же, как и для тока пучка, а радиальные зависимости плазменного тока, проводимости и прямого тока пучка принимались одинаковыми.

Рассмотрим вопрос о нахождении профиля энерговклада по профилям относительной плотности газа, полученным с помощью интерферометрических измерений. Бралась квазистационарные значения плотности газа, т. е. при временах наблюдения $t > \tau_g$. Профиль энерговклада можно найти по квазистационарному профилю плотности согласно

$$\frac{\rho(x)}{\rho_0} = \left(1 + \frac{q(x)}{q_0}\right)^{-1/\gamma},$$

где $x = \int \rho(r) r dr$ — массовая координата в цилиндрической системе координат.

В работе [7] была предложена методика расчета удельного энерговклада по первоначальному отклику среды (по "вздрагиванию"), т. е. при временах наблюдения $t \ll \tau_g$. Рассматривалась связь между распределением плотности газа $\delta\rho(r, t)$ после импульса СРЭП и профилем энерговклада $q(r)$

$$\delta\rho(r, t) \approx -\frac{\Gamma t^2}{2} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r \frac{\partial q(r)}{\partial r} \right]. \quad (5)$$

Решение обратной задачи определения $q(r)$ по $\delta\rho(r, t)$ дает

$$q(r) \approx \frac{2}{\Gamma t^2} \int_0^r \frac{1}{r'} \int_{r'}^{\infty} r'' \delta\rho(r'', t) dr'' dr, \quad (6)$$

где $\Gamma \approx \alpha \nu_G^2 / c$, α — коэффициент теплового расширения;

c — удельная теплоемкость.

На рис. 5, а приведено экспериментально определенное распределение $\delta\rho(r)$ в момент времени $t = 34$ мкс, а на рис. 5, б — по распределению $\delta\rho(r)$ согласно соотношению (6) построено распределение $q(r)$. Там же даны экспериментальные значения удельного энерговклада [4]. Рис. 5, в показывает зависимость изменения плотности газа на оси пучка от времени. Как видим, распределения $q(r)$ и $\delta\rho(r)$ похожи друг на друга.

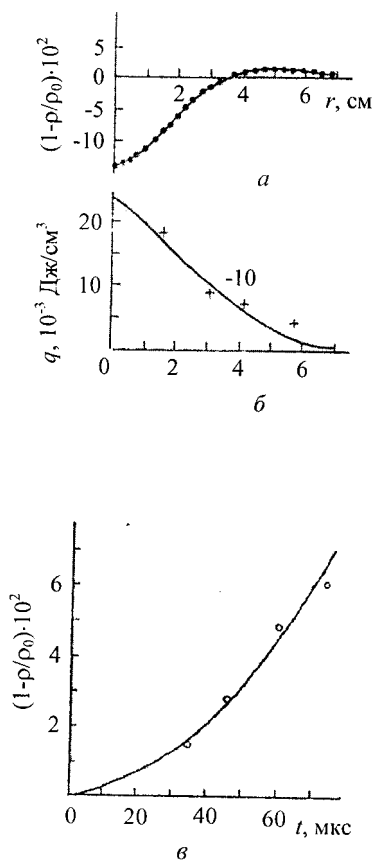


Рис. 5. Распределения $q(r)$ и $\delta\rho(r)$:

а — радиальное распределение плотности воздуха после импульса СРЭП при $t = 34$ мкс; • — эксперимент; б — радиальное распределение энерговклада пучка в газ; — — расчет по формуле (6); + — эксперимент; в — зависимость изменения плотности газа на оси пучка от времени; — — расчет по формуле (5); о — эксперимент [8]

На рис. 6 представлены радиальные распределения плотности энерговкладов, рассчитанные по указанным методикам, вместе с гистограммой ионизационных потерь пучка. В первом случае (см. рис. 6, а), когда приемник располагался на значительном расстоянии от фольги

ускорителя ($l = 40$ см, $l_g = 10$ см, $U_0 \approx 1,4$ МВ, $I_0 \approx 15,5$ кА, $\tau_b \approx 65$ нс, $I_b \approx 9,7$ кА), величина ионизационных потерь хорошо совпадает с плотностью энерговклада, рассчитанного как по стационарному профилю, так и по "вздрагиванию". Рис. 6, б ($l = 13$ см, $l_g = 10$ см, $U_0 \approx 1,3$ МВ, $I_0 \approx 25$ кА, $\tau_b \approx 60$ нс, $I_b \approx 4,3$ кА) показывает, что в данном случае величина ионизационных потерь ниже величины энерговклада, определенного из газодинамических кривых.

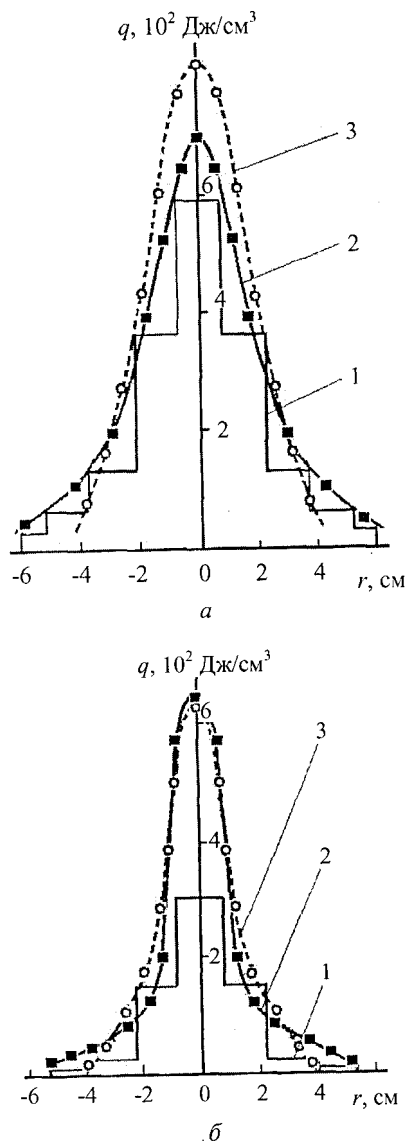


Рис. 6. Радиальное распределение удельного энерговклада $q(r)$, определенного:

1 — по ионизационным потерям СРЭП; 2 — по $\rho(r)/\rho_0$ при $t > \tau_G$; 3 — по $\rho(r)/\rho_0$ при $t = 8$ мкс

В обоих случаях энерговклады, восстановленные из ρ/ρ_0 при $t \leq 10$ мкс и по квазистационарному значению плотности газа, примерно совпадают, и это позволяет предположить, что большая часть энергии поступает в тепло за времена $t \leq 10$ мкс, что меньше характерного газодинамического времени. Совпадения энерговкладов, рассчитанных с помощью двух мето-

дик, дают достаточное основание рассматривать газодинамические измерения как методику определения профиля энерговклада СРЭП.

Как уже отмечалось ранее, корректное восстановление профиля плотности газа было возможно в течение ≈ 400 мкс, однако анализ поведения интерференционных полос на больших временах показывает, что стационарное значение относительной плотности газа $(\rho/\rho_0)_s$ слабо меняется (не испытывает резких скачков) по крайней мере до ≈ 600 мкс относительно момента прохождения СРЭП.

Ниже показаны некоторые результаты проведенных исследований динамики плотности нагретого при инжекции СРЭП газа:

- за характерное газодинамическое время (порядка 50–60 мкс) плотность газа в области распространения СРЭП достигает стационарного значения. Стационарное значение плотности газа сохраняется по крайней мере в течение 600 мкс после прохождения СРЭП через исследуемое сечение;

- изменение профиля энерговклада приводит к изменению динамики нагретого газа на начальной стадии. Однако стационарное значение плотности газа на оси на больших временах оказывается нечувствительным к изменению профиля энерговклада;

- удельный энерговклад, обусловленный потерями СРЭП в газе, недостаточен для получения наблюдаемого прорежения ρ/ρ_0 . Дополнительный энерговклад обусловлен омическими потерями плазменного тока.

И как дополнительная диагностика СРЭП — результаты экспериментальной работы дают основание считать, что интерферометрические измерения могут служить бесконтактной методикой определения удельного энерговклада пучка в газ независимо от механизма энерговыведения.

Итак, в течение времени $t \geq \tau_G$ при транспортировке пучка появляются новые факторы, которые могли бы повлиять на распространение пучка. Однако ввиду того, что у всех без исключения создаваемых ускорителями прямого действия СРЭП длительность импульса $\tau_b \ll \tau_G$, эти появившиеся факторы никакого влияния на транспортировку пучка не имеют.

Исходя из результатов экспериментов можно предположить, что, инжектируя в газ СРЭП с длительностью импульса $\tau_b \gg \tau_G$ (очевидно, что такое предположение нереально) или пакет импульсных СРЭП с интервалом следования 50–60 мкс (что более реально), можно существенно увеличить область распространения пучка ввиду того, что каждый последующий импульс будет распространяться в среде с меньшей плотностью.

Ввиду отсутствия как одного (источника стационарного или квазистационарного СРЭП), так и другого (источника пакета импульсных СРЭП), проведем численный эксперимент.

Прохождение электронного пучка через фольгу и распространение его в воздухе исследуем с помощью метода Монте-Карло. Учитываются упругие и неупругие столкновения, появление вторичных электронов (δ -электронов) и их судьба. В процессе счета определялись следующие величины (как для фольги, так и для газа): количество инжектированных частиц и их суммарная энергия N_{in} , W_{in} ; число отраженных частиц и их суммарная энергия N_{ref} , W_{ref} ; число остановившихся частиц (частиц, энергия которых ≤ 10 кэВ) и их суммарная энергия N_{stop} , W_{stop} ; число прошедших среду распространения (фольга, воздух) частиц и их суммарная энергия N_{pas} , W_{pas} ; энерговклад в ионизацию W_{ion} ; число попавших на стенки камеры частиц и их суммарная энергия N_{wal} , W_{wal} ; число попавших на мишень частиц и их суммарная энергия N_{target} , W_{target} ; энергия инжектированных, отраженных и прошедших среду частиц E_0 , E_{ref} , E_{pas} (как в фольге, так и в газе); количество упругих, неупругих, ионизационных и приводящих к появлению δ -электронов столкновений N_{Elast} , N_{Ioniz} , N_{Excit} , N_{δ} и распределение ионизационных потерь. Начальный угловой и энергетический разбросы электронов приняты нулевыми. Число пробных частиц $N_0 = 500-5000$. Остановившиеся в среде (и передавшими среде свою энергию) считаются пучковые и δ -электроны, энергия которых становилась меньше 10 кэВ.

Параметры при численном счете: энергия электронов $E_b = E_0 = 1$ МэВ, ток $I_b = 10$ кА, длительность импульса $\tau_b = 100$ нс, диаметр катода 2 см (СРЭП примерно с такими параметрами использовался в экспериментах по исследованию динамики газа), толщина анодной фольги из титана 20 мкм, газ — воздух. При счете предполагается, что компенсированы как пространственный заряд пучка q_e ($f_e = q_e/q_i = 1$, q_i — заряд ионов плазмы, образованной пуч-

ком), так и магнитное поле тока пучка I_b ($f_m = I_b/I_p = 1$, I_p — индуцированный в пучковой плазме обратный ток). Справедливость этих предположений подтверждена экспериментально [9].

Воспользуемся результатом эксперимента (уменьшение плотности в два раза в газовом канале, см. рис. 1, а) и предположим, что в каждом последующем случае СРЭП инжектируется в среду с плотностью, в два раза меньшей по сравнению с результатами, аналогичными первому импульсу, т. е. сохраняются ρ/ρ_0 и t_S .

Некоторые расчетные величины в фольге и в газе, полученные для указанных параметров пучка, даны в таблице.

Как и следовало ожидать, приведенные величины практически от давления воздуха не зависят. Изменение давления воздуха, естественно, не сказывается на поведении пучка в фольге. В воздухе же с изменением давления меняется лишь геометрия области, в которой пучок теряет свою энергию.

Картину распространения пучка при инжекции в воздух (траектории пробных частиц), полученную с помощью метода Монте-Карло, иллюстрирует рис. 7, а. Место инжекции пучка указано стрелкой. На рис. 7, б представлено соответствующее распределение удельных ионизационных потерь $q(x, r)$ пучка. Получаемые при счете траектории и распределения $q(x, r)$ для различных давлений внешне мало чем отличаются друг от друга. Только при $P_0 = 760$ Торр пробные частицы (электроны пучка) доходят до $L_m \approx 4$ м, а при инжекции в разреженный газ с давлением $P_0 = 12$ Торр (достигнутом, согласно нашему предположению, после шести следующих друг за другом с интервалом 50—60 мкс импульсов СРЭП) до $L_m \approx 270$ м. Речь идет, естественно, об отдельных электронах. Пробег основной массы электронов гораздо короче.

	P , Торр	760	380	190	95	47,5	24	12
Фольга	N_{ref}/N_0	0,124	0,142	0,118	0,128	0,156	0,136	0,136
	N_{pas}/N_0	1,022	1,028	1,026	1,022	1,018	1,042	1,038
	N_{stop}/N_0	0,03	0,042	0,024	0,018	0,014	0,018	0,032
	W_{ref}	56	66	53	59	80	64	70
	W_{pas}	985	983	985	985	984	984	984
	W_{stop}	0,3	0,41	0,22	1,8	0,14	0,17	0,31
	W_{ion}	15	17	15	15	16	16	16
	E_{ref}/E_0	0,46	0,47	0,45	0,46	0,51	0,47	0,52
	E_{pas}/E_0	0,97	0,97	0,97	0,97	0,98	0,96	0,96
	N_{δ}/N_0	0,034	0,032	0,018	0,026	0,032	0,042	0,03
Газ	N_{ref}/N_0	1,022	1,028	1,026	1,022	1,018	1,042	1,038
	N_{pas}/N_0	0,136	0,17	0,136	0,142	0,17	0,164	0,172
	N_{stop}/N_0	3,52	3,57	3,66	3,72	3,37	3,49	3,59
	W_{ref}	985	983	985	985	984	984	984
	W_{pas}	58	76	59	62	90	76	85
	W_{stop}	34	35	36	36	32	34	35
	W_{ion}	910	890	910	900	880	900	890
	E_{ref}/E_0	0,43	0,44	0,43	0,44	0,49	0,46	0,49
	N_{δ}/N_0	2,72	2,61	2,54	2,84	2,77	2,72	2,64

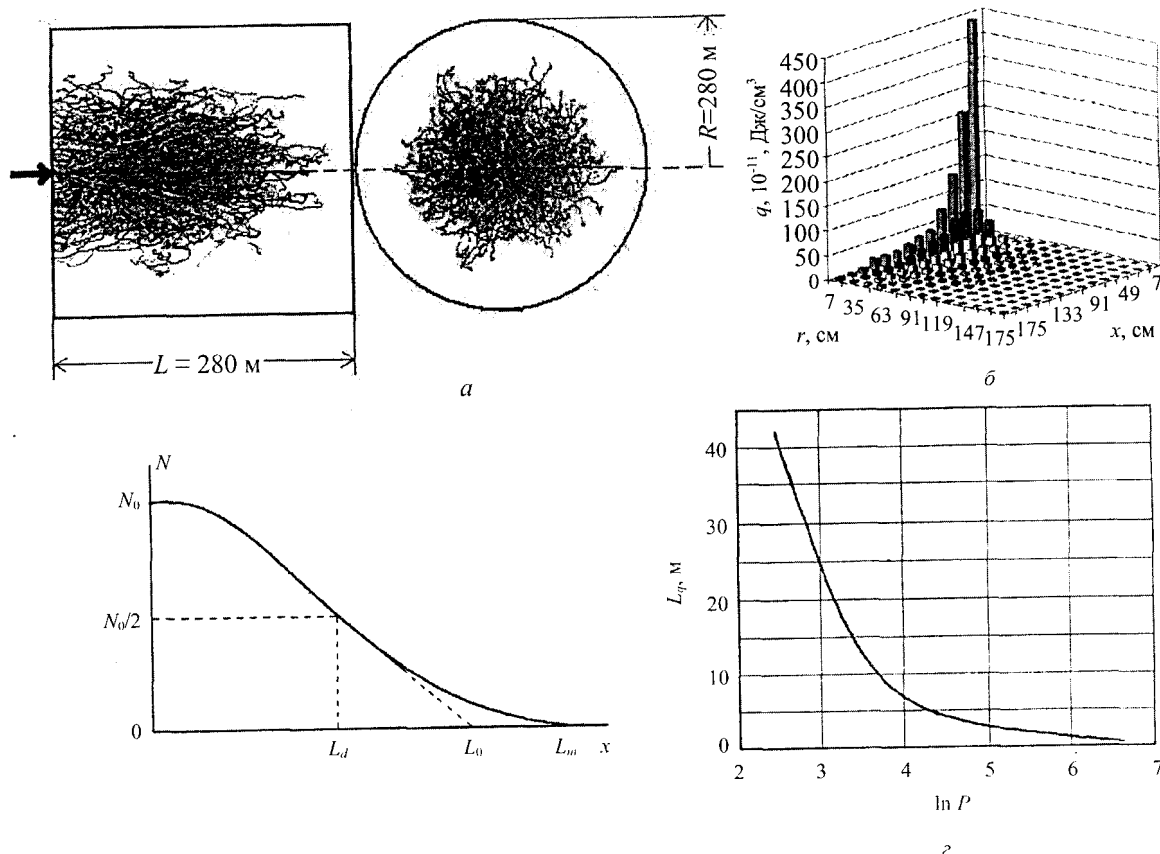


Рис. 7. Распространение пучка:

a — траектории пробных частиц; *б* — распределение удельных ионизационных потерь $q(x, r)$ пучка; *в* — зависимость $N(x)$; *г* — зависимость L_q ($\ln P$)

Из приведенной на рис. 7, *a* картины видно, что "пробег электрона" довольно расплывчатое понятие. Количество инжектированных в некоторую среду частиц вследствие потери энергии и рассеивания с расстоянием уменьшается. Зависимость $N(x)$ условно представлена на рис. 7, *в*. Различают три пробега: половинный L_d (при котором число частиц уменьшается вдвое), экстраполированный L_0 (суть его понятна из рисунка) и максимальный L_m . Понятие максимального пробега требует разъяснения. Дело в том, что с вероятностью, близкой к нулю, кривая $N(x)$ при большом N_0 (количество инжектированных частиц) может простираться сколь угодно далеко. Поэтому величина L_m зависит от того, при каком значении $N(L_m)/N_0$ мы обрезаем кривую $N(x)$. Разумная величина $N(L_m)$ зависит от характера и цели эксперимента. Очевидно, что для отдельного электрона понятия половинного, экстраполированного и максимального пробегов не имеют смысла, и путь, пройденный электроном, существенно больше пробегов L_d , L_0 и L_m . В нашем случае за пробег пучка примем расстояние L_q , на котором удельный энерговклад пучка в газ q уменьшается в два раза. На рис. 7, *г* дана зависимость L_q от давления воздуха. Для первого импульса (СРЭП инжектируется в воздух при давлении $P_0 = 760$ Торр, $\ln P_0 = 5,6$) $L_q \approx 0,7$ м, для седьмого ($P_0 = 12$ Торр, $\ln P_0 = 2,48$) $L_q \approx 40$ м.

Итак, предполагая, что в газ с интервалом 50—60 мкс инжектируются пучки, и в каждом импульсе плотность газа уменьшается в два раза, на седьмом импульсе, т. е. за время 300—360 мкс, половинный пробег пучка увеличится по сравнению с первым примерно в шестьдесят раз.

Принятые при численном счете предположения в общем-то некорректны.

Предположение, что в каждом последующем импульсе давление среды одинаково во всем пространстве, вызвано тем, что программа счета предусматривает однородность рабочего газа. Естественно, плотность газа уменьшается не во всем пространстве, а только в области распространения пучка.

Предположение, что в каждом последующем импульсе давление уменьшается так же, как в первом импульсе, не имеет ни экспериментального, ни теоретического подтверждения.

Предположение, что газодинамические процессы в начальных импульсах не приведут при последующих импульсах к увеличению времени перехода к квазистационарному состоянию с пониженной плотностью или сокращению длительности квазистационарного состояния, также не проверялось экспериментально. Максимальный экспериментально наблюдаемый перепад давлений при инжекции в воздух в нормальных условиях $\Delta P \approx (0,4 - 0,5)P_0$ (при плотности тока

$\approx 1 \text{ кА/см}^2$). При $P_0 = 12 \text{ Торр}$ — $\Delta P \approx P_0$ — и это может привести к сокращению экспериментально наблюдаемой при $P_0 = 760 \text{ Торр}$ длительности стационарного состояния $t_S \approx 600 \text{ мкс}$. Есть одно обстоятельство, которое, возможно, положительно повлияет на транспортировку СРЭП в газе. Согласно распределениям, представленным на рис. 3, при $t = 160 \text{ мкс}$ на расстоянии $x = 2,5 \text{ см}$ от анодной фольги радиальный градиент плотности равен $\Delta\rho/\Delta r \approx 150 \text{ Торр/см}$, а на расстоянии 25 см — $\Delta\rho/\Delta r \approx 25 \text{ Торр/см}$. Можно предположить, что наличие радиального градиента будет способствовать фокусировке пучка, в результате чего увеличатся плотность энерговклада на оси и пробег пучка, что, в свою очередь, приведет к дальнейшему увеличению градиента давления в канале и его протяженности и будет способствовать более эффективной транспортировке пучка в газе.

Литература

1. Зайдель А. Н., Островская Г. В. Лазерные методы исследования плазмы. — М.: Наука, 1977.
2. Пирс У. Д.// В сб. Получение и исследование высокотемпературной плазмы. — М.: ИЛ, 1962.
3. Островская Г. В.// ЖТФ. 1976. Т. 46. № 12. С. 2529—2534.
4. Ипатов А. Л., Кабанов С. Н., Королев А. А. и др.// Письма в ЖТФ. 1984. Т. 10. Вып. 3. С. 162—165.
5. Бондарь Ю. Ф., Гоманько А. А., Грудницкий В. Г. и др.// ЖТФ. 1988. Т. 58. Вып. 5. С. 884—894.
6. Грудницкий В. Г., Рыгалин В. Н.// ЖВМ и МФ, 1983. Т. 23. № 2. С. 413—422; Вып. 5. С. 884—894.
7. Аскарян Г. А., Мхеидзе Г. П., Савин А. А.// Письма в ЖТФ. 1984. Т. 10. № 23. С. 1465—1468.
8. Ипатов А. Л., Кабанов С. Н., Королев А. А. и др.// Там же. № 3. С. 162—164.
9. Энциклопедия низкотемпературной плазмы/ Под ред. В. Е. Фортова. — М., 2000. Т. 4. — 108 с.

Статья поступила в редакцию 14 февраля 2005 г.

Study of the dynamics of current and gas channels during REB injection.

Part II. Dynamics of a gas

A. A. Korolev, G. P. Mkheidze, A. A. Savin

A. M. Prokhorov General Physics Institute of RAS, Moscow, Russia

Results of experimental study of an intense relativistic electron beam (IREB) injection into air are reported. The IREB parameters are $E_0 = 1\text{--}1.5 \text{ MeV}$, $I_b = 8\text{--}10 \text{ кА}$, $\tau_b = 60\text{--}100 \text{ ns}$. Interferometer method was used to trace the dynamics of air density in the area of IREB propagation during $1\text{--}600 \text{ mcs}$ after the beam passing through. The procedure of an energy deposition into the gas is discussed using gas-dynamic data. Evaluation of gas heating by plasma currents are given.

* * *