

САМОУСКОРЕНИЕ ИОНИЗУЮЩИХ ЧАСТИЦ В ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ ПОЛЯРИЗУЕМОГО ШЛЕЙФА ИОНИЗАЦИИ

Г.А.Аскарьян

Ионизирующая частица или группа частиц, пролетая в среде, создают за собой ионизационный след. Поляризация этого следа во внешнем электрическом поле может создать более сильное краевое поле, способное ускорить частицы, инициирующие ионизацию [1]. В данной работе рассмотрены условия ускорения частиц таким полем "шлейфа" ионизации как при наличии пробоя, так и без пробоя.

Рассмотрим сначала случай непробойной поляризации, когда за время вытеснения сильного краевого поля лавина не успевает развиться. Допустим, что группа N - частиц пролетает в среде, оставляя за собой шлейф ионизации радиуса ρ с объемной концентрацией электронов $n_e = (N/\pi\rho^2)(dn_1/dx)$, где dn_1/dx - удельная ионизация, производимая каждой частицей на единице пути в среде (например, для газов при давлении p получим $dn_1/dx \approx 10^2 p/\beta^2 \text{ см}^{-1}$, где $\beta = v/c$ - относительная скорость ионизирующих частиц, которые мы будем считать для простоты однозарядными).

Для усиления внешнего поля за сгустком необходимо, чтобы плазма шлейфа ионизации быстро и сильно искажила внешнее поле. Условие вытеснения (т.е. сильного искажения) поля: поляризация $P = n_e e x = n_e e k E t \approx E / 4\pi$, где $k = e/mv$ — подвижность и ν — частота столкновения электронов. Время t вытеснения внешнего поля образованной плазмой в этом случае $t \approx 1/\sigma$ при $t > 1/\nu$, где проводимость $\sigma = n_e e^2 / m\nu$. (В случае "диэлектрической" экранировки $t \sim 1/\omega_p$, где ω_p — плазменная частота). В интересующем нас случае экранировки токами проводимости $t \approx m\nu\pi\rho^2 / Ne^2 (dn_e/dx)$ и не зависит от давления, так как $\nu \sim \rho$ и $dn_e/dx \sim \rho$, причем $t \sim \rho^2 / N$.

Введем допустимое расстояние X_0 от группы ионизирующих частиц до фронта усиления внешнего поля плазменным следом, такое, что при $X_0 \leq \rho$ напряженность поля у сгустка близка к напряженности поля E у конца вытянутого плазменного следа длины l , и может во много раз превосходить напряженность E_0 внешнего поля: $E/E_0 \approx l/\rho \gg 1$ при $l \gg \rho$ для сферического закругления конца цилиндрического следа и $E/E_0 \approx (a/b)^2$ для сфероидального следа с полуосями a и b . Тогда для обеспечения сильного возмущения поля за время $t \sim X_0/\nu$ необходимо, чтобы $m\nu\pi\rho^2 / Ne^2 (dn_e/dx) \approx X_0/\nu$. Это соотношение может быть обеспечено подбором числа частиц $N \approx \beta m c \nu \pi \rho^2 / X_0 e^2 (dn_e/dx)$.

Например, при $X_0 \approx \rho \approx 3$ см, получим при $\nu \approx 10^{11}$ сек⁻¹ (давление $\rho \sim 1$ атм) и $\beta \lesssim 1$, необходимое число частиц в ионизирующем ускоряемом сгустке $N \sim 10^{12}$. Интересно отметить, что $N \sim \beta^3$ и почти не зависит от давления, если не учитывать расширение конца плазменного следа под действием поперечной компоненты электрического поля. Уже из этих оценок видно, по крайней мере, принципиальная возможность ускорения ионизирующих сгустков частиц в среде с электрическим полем без использования пробойного роста концентрации ионизации в следе.

Рассмотрим теперь, насколько эффективно можно использовать пробойное увеличение концентрации плазменного следа для уменьшения необходимого числа частиц в ускоряемом сгустке. В случае

лавинных пробойных процессов при $t \gg 1/\nu$ поляризация

$$P = n_e(0)x + \int_0^x (x-\xi) \alpha n(\xi) d\xi = \int_0^x n(\xi) d\xi;$$

но $n(\xi) = n(0)e^{\alpha\xi}$, где $\alpha = eE/I$ - линейный коэффициент размножения и I - энергия, приходящаяся на пару образованных ионов.

Интегрируя, получим

$$P(x) \approx en_e(0) \alpha^{-1}(e^{\alpha x} - 1),$$

откуда из тех же условий $P \sim E/4\pi$ и $x \approx kEt$ получим соотношение для необходимого значения $n_e(0)$:

$$n_e(0) \{ e^{ekE^2t/I} - 1 \} \approx E^2/4\pi I \quad (t \approx X_0/\nu).$$

Легко обеспечить условие $\alpha x \gg 1$, т.е. $e^{\alpha x} \gg \alpha x$, особенно с учетом больших краевых полей $E \gg E_0$, что показывает возможность уменьшения необходимого числа частиц $n_e(0)$ и N на несколько порядков.

Большие достижимые краевые ускоряющие поля ($E > MB/cm$), большие скорости ускоряемых частиц позволяют пренебречь многократным рассеянием частиц на пути ускорения даже при давлениях ~ 1 атм. При малых изменениях поперечных размеров сгустка набор потенциала ускоряемых частиц

$$U \approx \int_0^L E dl \approx E_0/\rho \int_0^L l dl \approx E_0 L^2 / 2\rho$$

для поля у закругленного конца цилиндрического плазменного следа.

Например, при $E_0 \approx 30$ кв/см, $\rho \sim 3$ см и длине секции $L \approx 3$ м получим

$U \approx 500$ Мв. Преимуществом предлагаемого метода ускорения является непотенциальность процесса, допускающая сквозное ускорение через электроды чередующейся полярности от одного и того же источника не очень высокого напряжения, ввиду возможности управления краевым полем в широких пределах путем подбора свойств газа в отдельных ускоряющих секциях.

Очевидно, что для максимальной эффективности таких устройств, использующих импульсные нестационарные процессы, целесообразно их использовать в сочетании с ускорителями, выбрасывающими

компактные сгустки предварительно ускоренных частиц в секции
искровых камер¹⁾.

Физический институт
им. П.Н.Лебедева
Академии наук СССР

Поступило в редакцию
21 июня 1965 г.

Литература

[1] Г.А.Аскаръян, Письма ЖЭТФ, I, вып.3, 44, 1965.

1) Сохранению размеров сгустка при ускорении способствует магнитное поле, возникающее из-за изменения краевого поля во времени и ослабляющее действие поперечной компоненты поля, или внешнее магнитное поле, и автофазирующие процессы продольного блуждания частиц в сгустке из области слабого поля в зону сильного и обратно.