Краткие сообщения по физике № 9 1978

КИНЕТИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ ПРОБОЯ ГАЗОВ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫМИ ПОЛЯМИ БОЛЬШОЙ АМПЛИТУДЫ

С. Г. Арутюнян, А. А. Рухадзе

УДК 533.93; 537.56

Получено численное решение кинетического уравнения для функции распределения электронов при импульсном пробое газов электромагнитными полями очень большой амплитуды. Найденная при этом зависимость постоянной развития лавины ионизации газа от энергии осцилляций электронов сравнивается с полученной в модели среднего электрона /I/; показано, что имеет место хорошее согласие между ними.

I. В работе /I/ нами был рассмотрен процесс ионизации газа в модели среднего электрона в сильном высокочастотном электромагнитном поле, удовлетворяющем условиям [*)]

$$\omega > \nu, \qquad \varepsilon_0 \equiv \frac{e^2E_0^2}{4m\omega^2} \gg \varepsilon_i, \qquad (I)$$

где ε_i - потенциал ионизации.

При этом была получена постоянная развития лавины ионизации γ как функция ε_0 в предположении равнораспределения электронов по начальным фазам ωt_0 их движения в поле

$$\vec{v} = \vec{v}_0(\cos\omega t_0 - \cos\omega t), \qquad (2)$$

где $\vec{v}_0 = e\vec{E}_0/m\omega$.

В монографии /2/, однако, отмечается значительный интерес к

---

*) Все обозначения в настоящей статье совпадают с использованными в работе /I/.

получению функции распределения электронов по скоростям путем решения соответствующего кинетического уравнения и определения при помощи такой функции величины $\gamma(\varepsilon_o)$. Попытка реализации такой программы была предпринята в работах /3,7/. Однако, использованный в этих работах способ решения кинетического уравнения, как правильно было указано в /2/, не пригоден в условиях (I) и поэтому полученные результаты являются необоснованными[ж)].

В настоящей работе кинетическое уравнение для электронов при пробое газов электромагнитными полями в условиях (I) решается численно на ЭВМ. Решения представлены в виде семейства кривых в зависимости от параметра ε_o. С помощью найденных распределений вычислена $\gamma(\varepsilon_o)$ в области $\varepsilon_o \gg \varepsilon_1$.

2. Как и в /I/, плотность нейтральных атомов считаем много больше критической $n_k = 3\cdot 10^{-10}\omega^2$, поэтому плазма в процессе пробоя остается слабоионизованной; столкновениями заряженных частиц между собой, их рекомбинацией и диффузией в процессе пробоя можно пренебречь. В результате кинетическое уравнение для электронов в однородном высокочастотном поле $\vec{E} = \vec{E}_o \sin \omega t$ запишется в виде:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \frac{e\vec{E}}{m}\frac{\partial f}{\partial \vec{v}} = S_y + S_H + S_i, \qquad (3)$$

где S_y, S_H и S_i – соответственно, упругий, неупругий и ионизационный интегралы столкновений электронов с атомами.

Прежде чем выписать явный вид интегралов столкновений, проведем некоторые упрощения, обусловленные неравенствами (I). Легко показать, что при $\varepsilon_o \gg \varepsilon_1$ анизотропная часть функции распределения велика по сравнению с изотропной, а поэтому уравнение (3) можно записать в одномерном виде. Действительно, при энергиях электрона $\varepsilon \sim \varepsilon_o \gg \varepsilon_1$ отношение числа ионизующих столкновений к числу хаотизирующих столкновений, как упругих так и неупругих, порядка $\varepsilon_o/\varepsilon_1 \gg 1$. Поскольку средняя энергия вторичного электрона, рожденного в результате ионизационного столкновения, порядка

[ж)] Это утверждение не относится к результатам /3,7/, полученным в пределе слабых полей, когда выполнено условие, обратное (I), $\varepsilon_o \ll \varepsilon_1$.

ε_1 /4/, то средняя хаотическая энергия всех электронов, играющая роль температуры плазмы, которая определяется в основном последними поколениями электронов, будет $\sim\varepsilon_1$. Эти соображения позволяют наряду с изотропной частью функции распределения электронов пренебречь также интегралом упругих столкновений S_y, роль которого сводится к изотропизации функции распределения электронов. Если кроме того произвести замену переменных $v' = v + v_o \times \cos\omega t$ (переход в осциллирующую с полем систему координат), то интегралы столкновений S_H и S_1 в уравнении (3) запишутся в виде:

$$S_H = -\int_{-\pi}^{\pi}\left[f(v')\nu_H(v) - f(v_H')\nu_H(\tilde{v}_H)v/\tilde{v}_H\right]\frac{d(t\omega)}{2\pi}$$

$$S_1 = -\int_{-\pi}^{\pi}\left[f(v')\nu_1(v) - f(v_1')\nu_1(\tilde{v}_1)v/\tilde{v}_1\right]\frac{d(t\omega)}{2\pi} + \tag{4}$$

$$+\int_{-v_o}^{v_o} f(v_1)\nu_1(v_1 - v')dv_1/\sqrt{v_o^2 - v'^2},$$

где $v'_{H,1} = \tilde{v}_{H,1} + v_o\cos\omega t$, $\tilde{v}_H = (v^2 + 2\bar{\varepsilon}_H/m)^{1/2}$, $\tilde{v}_1 = (v^2 + 2\varepsilon_1/m)^{1/2}$, а $\bar{\varepsilon}_H$ - средняя энергия, теряемая электроном при неупругом столкновении. В выражении для S_1 проводится интегрирование от $-v_o$ до $+v_o$, поскольку в рассматриваемом приближении пренебрегается нагревом электронного газа, а поэтому $|v| \leqslant v_o$.

В формулах (4) $\nu_{1,H}(v) = n_o v\sigma_{1,H}(v)$ - частоты ионизирующих и неупругих столкновений электронов, а $\sigma_{1,H}(v)$ - соответствующие сечения. Поскольку $\bar{\varepsilon}_H$ мало отличается от ε_1, то полагая в (4) $\bar{\varepsilon}_H = \varepsilon_1$ два первых слагаемых в S_H и S_1 можно объединить, вводя $\sigma_H(v) = \varkappa(v)\varepsilon_1$, где $\varkappa(v)$ - эффективное торможение. Для $\varkappa(v)$ и $\sigma_1(v)$ мы будем пользоваться формулами борновского приближения, которые хорошо работают при $\varepsilon \gtrsim \varepsilon_1$ /5/

$$\varkappa(v) = \frac{a\varepsilon_1}{v^2}\ln\frac{v^2}{v_H^2}, \quad \sigma_1(v) = \frac{a_1}{v}\ln\frac{v^2}{v_1^2}. \tag{5}$$

Здесь α и α_1 – постоянные, зависящие от сорта газа, которые следует брать из эксперимента.

Окончательно упрощенное кинетическое уравнение (3) в движущейся системе координат записывается в виде:

$$\frac{\partial f(u')}{\partial t} = -\int_{-\pi}^{\pi}\left[f(u')\ln\left(\frac{u^2}{u_H^2}\right)\frac{\alpha}{u} - f(u_H')\ln\left(\frac{\tilde{u}_H^2}{u_H^2}\right)\frac{\alpha|u|}{\tilde{u}_H^2}\right]\frac{d\tau}{2\pi} + \int_{-1}^{1} f(u_1)\,\frac{\alpha_1 \ln\left[(u_1 - u')^2/u_1^2\right]}{|u_1 - u'|(1 - u'^2)^{1/2}}\,du_1. \qquad (6)$$

Здесь $\tau = \omega t$ и $u = v/v_0$ – безразмерные время и скорость, причем индексы при u имеют тот же смысл, что и индексы при v выше.

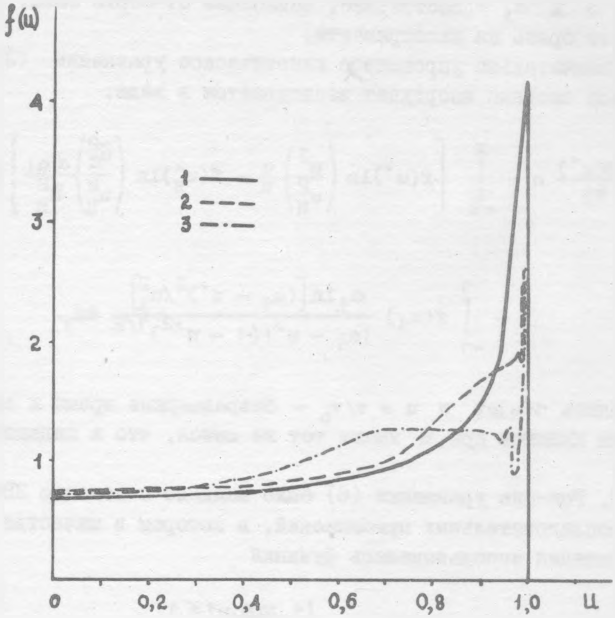
3. Решение уравнения (6) было найдено с помощью ЭВМ методом последовательных приближений, в котором в качестве нулевого приближения использовалась функция

$$f_0(u) = \begin{cases} 1 & \text{при } |u| \leqslant 1 \\ 0 & \text{при } |u| > 1. \end{cases} \qquad (7)$$

Подстановкой $f_0(u)$ в правую часть (6) находилась функция первого приближения $f_1(u) = f_0(u) + \Delta t \partial f_0(u)/\partial t$ и т.д., причем Δt выбиралось после каждого шага путем сравнения с результатами вычислений предыдущих шагов с целью обеспечения оптимальной сходимости результатов вычислений. Решение считалось найденным, если $\max|\overline{f_n(u)} - f_{n-1}(u)| < 10^{-5}$, где $\overline{f_n(u)}$ – нормированная на начальное число частиц функция $f_n(u)$. Такая нормировка позволила ограничиться заданием только отношения α_1/α, а также сразу определить и постоянную развития лавины $\gamma(\varepsilon_0) = n_e^{-1}\partial n_e/\partial t$.

Вычисления проводились для следующих значений параметров: $u_H^2/u_1^2 = 0{,}8$; $u_1^2 = 0{,}1$; $5\cdot 10^{-2}$; $2{,}5\cdot 10^{-2}$; $1{,}25\cdot 10^{-2}$; $2{,}5\cdot 10^{-3}$; 10^{-3}.

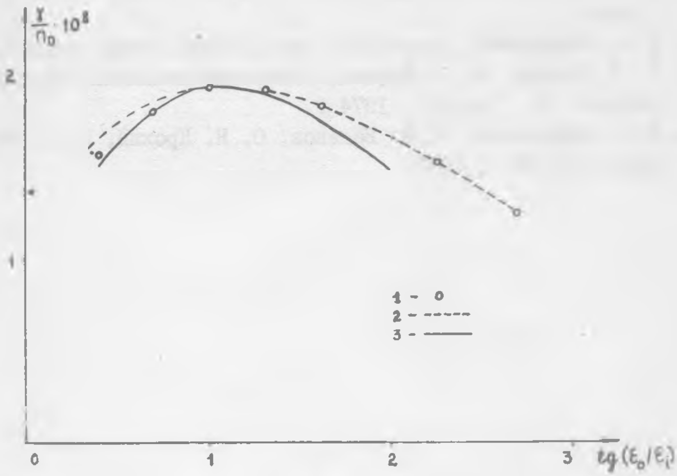
Результаты вычислений представлены на рис. I и 2. На рис. I приведены функции распределения $f(u)$ для нескольких значений $u_1^2 = \varepsilon_1/\varepsilon_0$. Видно, что с ростом $\varepsilon_0/\varepsilon_1$ функция распределения



Р и с. I. Функции распределения электронов для различных значений u_1^2: I - IO^{-3}; 2 - $2,5 \cdot IO^{-2}$; 3 - 0,I

электронов в движущейся системе координат стремится к функции $(I - u^2)^{-1/2}$, т.е. к равнораспределению электронов по фазам использованному в /I/.

На рис. 2 приведены значения $\gamma(\varepsilon_o)$, рассчитанные в борновском приближении с помощью $f(u) = 1/(1 - u^2)^{1/2}$ (пунктирная кривая) и путем численного решения уравнения (6) (кружки). Хорошее совпадение результатов свидетельствует о том, что модель среднего электрона /I/ не только качественно, но и количественно правильно описывает процесс ионизации газа. Здесь же на рис. 2 приведена зависимость $\gamma(\varepsilon_o)$, полученная в /I/ с использованием экспериментальных значений сечения $\sigma_i(v)$ для гелия (сплошная кривая). Видно, что борновское приближение качественно правильно описывает функцию $\gamma(\varepsilon_o)$.



Р и с. 2. Зависимость γ от ε_o для гелия: I - кинетическая теория с борновскими сечениями; 2 - равнораспределение по фазам с σ_i в борновском приближении; 3 - равнораспределение по фазам (с σ_i из эксперимента) /I/

Таким образом, модель среднего электрона /I/ является адекватной для описания пробоя газов в сильных полях, начиная, по крайней мере, с полей, в которых $\varepsilon_o/\varepsilon_i > 10$.

Поступила в редакцию
8 июня 1978 г.

Л и т е р а т у р а

I. С. Г. Арутюнян, А. А. Рухадзе, Физика плазмы, 5, № I (1979).
2. Ю. П. Райзер, "Лазерная искра и распространение разрядов", М., "Наука", 1974 г.

3. Ю. В. Афанасьев, Э. М. Беленов, О. Н. Крохин, ЖЭТФ, 56, 256 (I969).
4. Л. А. Вайнштейн, Докторская диссертация, ФИАН, I968 г.
5. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, Квантовая механика (нерелятивистская теория), М., "Наука", I974 г.
6. Ю. В. Афанасьев, Э. М. Беленов, О. Н. Крохин, И. А. Полуэктов, ЖЭТФ, 57, 580 (I969).