

Погрешность результатов оценим, сравнивая значения $N_P(E_0, E, t)$ и $N_T(E_0, E, t)$, полученные для одного и того же энергетического интервала при увеличении числа групп n в нем [6]. Оценка показала, что набором из 12—14 групп можно описать развитие ливня с точностью порядка нескольких % в диапазоне глубин от 1 до 30 t и энергией от 10^{12} до 10^4 эВ. Вычисленные каскадные кривые в пределах нескольких процентов согласуются с результатами [1] в перекрывающейся области толщин и энергий. В тяжелых элементах отличие точных сечений от асимптотических, главным образом сильная зависимость полного сечения поглощения от энергии, приводит к тому, что для $E < 10^8$ эВ погрешность А и Б быстро нарастает с уменьшением E . Поскольку порог 10^8 эВ $\gg \beta$ в свинце, то область применимости приближения Б в тяжелых элементах такая же, как у приближения А. Для $E > 10^8$ эВ приближение Б согласуется с приближением А в пределах нескольких процентов. Тщательный анализ результатов [1] подтверждает этот вывод. Значения $\{N_P(E_0, 0, t)\}^{P,\Gamma}$, полученные методом моментов без учета рассеяния [7], хорошо совпадают с $\{N_P(E_0, E > 10^4, t)\}^{P,\Gamma}$. Анализ имеющихся монте-карловских данных [8] показал, что в пределах статистической ошибки вплоть до $E \sim 10^7$ эВ влиянием рассеяния на форму каскадных кривых можно пренебречь.

Сравнение с экспериментальными данными из-за трудности в определении пороговой энергии не позволяет провести детальную проверку расчетных кривых при малых энергиях вторичных частиц. Наоборот, полученные расчетные кривые можно использовать для оценки эффективной пороговой энергии $E_{эфф}$ в области глубин и энергий, где влиянием рассеяния на форму кривой можно пренебречь. Например, для каскадной кривой (рис. 2), полученной в ионизационном калориметре для ливня в свинце от первичного электрона с энергией 10^{10} эВ, $E_{эфф} \sim 10^8$ эВ.

Автор работы [9] предложил полуэмпирическую экстраполяционную формулу для каскадных кривых $\{N_P(E_0, E_{эфф}, t)\}^P$ в области $10^{12} \geq E_0 \geq 10^{10}$ эВ, которая слабо зависит от пороговой энергии. Как видно из рис. 2, погрешность экстраполяции в максимуме кривой $\sim 20\%$.

Из приведенного анализа следует, что развитый многогрупповой подход является эффективным методом точного решения одномерных каскадных уравнений в теории электромагнитных ливней и может быть использован для расчета одномерного развития ливня в различных веществах с погрешностью не хуже нескольких процентов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Thielheim K. O., Zollner R. J. Phys., A5, 1054, 1972.
2. Nishimoga I. Handbuch der Physik, 46/2, 1, Berlin, Springer—Verlag, 1967.
3. Иваненко И. П. Электромагнитные каскадные процессы. М., 1972.
4. Дэвисон Б. Теория переноса нейтронов. М., 1960.
5. Belloni-Morante A., Bosoni G. J. Math. Phys., 13, 1146, 1972.
6. Иваненко И. П., Самосудов Б. Е. «Изв. АН СССР», сер. физ., 30, 1651, 1966; 31, 1545, 1967.
8. Messel H., Crawford D. F. Electron — Photon Shower Distribution Function, Oxford, Pergamon Press, 1970.
9. Moller D. Phys. Rev., D5, 2677, 1972.

Поступила в редакцию
27.2 1974 г.

НИИЯФ

УДК 533.9.15

А. А. БРАНДТ, В. Г. ЗАХАРОВ, Ю. В. ТИХОМИРОВ

РАСЧЕТ ТОЛЩИНЫ ПРИЭЛЕКТРОДНОЙ ОБЛАСТИ ПЛАЗМЕННОГО ВАРАКТОРА

Рассмотрим плазменный варактор [1, 2], представляющий собой вакуумированный отрезок коаксиальной линии, заполненный исследуемым газом и включенный в СВЧ-тракт.

Будем считать, что мощность поступающего СВЧ-напряжения достаточна для образования плазмы и что дополнительное постоянное напряжение U_0 , прикладываемое между центральным электродом и плазмой (минусом к центральному электроду),

служит лишь для смещения границы обедненного электронами слоя, формирующегося вблизи металлического электрода, погруженного в плазму, но не для создания самой плазмы. Считая плазму квазинейтральной, представляется естественным определить границу обедненного слоя как цилиндрическую поверхность, у которой суммарная напряженность электрического поля равна нулю. Частоту СВЧ-напряжения выберем, исходя из условия $\omega_i \ll \omega \ll \omega_e$, где ω_i , ω_e — собственные частоты ионов и электронов.

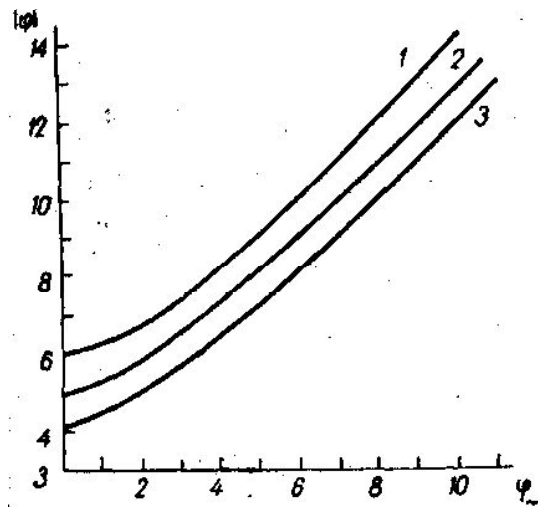


График зависимости φ от $\tilde{\varphi}$ для различных газов: 1 — Хе, 2 — N_2 , 3 — Не.

где e — заряд электрона, r_0 — радиус центрального электрода коаксиала, $N_i(r)$ — концентрация ионов.

Как известно [3, 4], если между электродом и плазмой приложено переменное синусоидальное напряжение $U_{\sim} \sin \omega t$, то благодаря эффекту выпрямления тока на приэлектродном слое возникает постоянное и отрицательное относительно плазмы напряжение U , равное

$$U = \frac{kT}{e} \ln \left[\frac{1}{2\alpha \sqrt{\pi}} \sqrt{\frac{M}{m}} I_0 \left(\frac{eU_{\sim}}{kT} \right) \right], \quad (2)$$

где k — постоянная Больцмана, T — температура электронов в плазме, α — некоторый коэффициент, который в случае цилиндрического электрода приблизительно равен 0,4 [5]. M , m — массы ионов и электронов. В частности, при отсутствии высокочастотного напряжения, когда $I_0(x) = 1$, получаем известное выражение для потенциала изолированного зонда [5]. Заметим, что формула (2) получена в предположении максвелловского распределения электронов по скоростям, и это справедливо для плазмы, поддерживаемой СВЧ-полем лишь в некотором приближении. Графики зависимости U от U_{\sim} (в безразмерных потенциалах $\varphi = eU/kT$, $\tilde{\varphi} = eU_{\sim}/kT$) представлены на рисунке.

Подставляя выражение для U из формулы (2) в условие (1), получаем уравнение для координаты среднего положения границы слоя:

$$4\pi e \int_{r_0}^R N_i(r) dr - \frac{1}{R \ln \frac{R}{r_0}} \left\{ |U_0| + \frac{kT}{e} \ln \left[\frac{1}{2\alpha \sqrt{\pi}} \sqrt{\frac{M}{m}} I_0 \left(\frac{eU_{\sim}}{kT} \right) \right] \right\} = 0. \quad (3)$$

Толщина слоя будет, очевидно, равна

$$\delta = R - r_0. \quad (4)$$

Параметры, входящие в уравнение (3), могут быть экспериментально измерены с использованием зондовой методики или других методов диагностики плазмы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Брандт А. А., Бовин С. В., Тихомиров Ю. В. «Вестн. Моск. ун-та», № 4, 462—463, 1970.

2. Hilbish R. T., Montgomery R. M., Holmes R. A. Journ. of Applied Physics., 39, 5782—5788, 1968.
3. Такаута К. Phys. Rev. Lett., 5 (6), 238—240, 1960.
4. Годяк В. А., Иванов А. Н., Кузовников А. А. «Журн. тех. физики», 37, 1063—1067, 1967.
5. Козлов О. В. Электрический зонд в плазме. М., 1969.

Поступила в редакцию
14.3 1974 г.

Кафедра
физики колебаний

УДК 537.525.1

Л. М. ВОЛКОВА, А. М. ДЕВЯТОВ, А. С. МЕЧЕНОВ,
Н. Н. СЕДОВ, М. А. ШЕРИФ

ВЫЧИСЛЕНИЕ ФУНКЦИИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ ПО ЭНЕРГИЯМ МЕТОДОМ РЕГУЛЯРИЗАЦИИ ИЗ ЗОНДОВЫХ ХАРАКТЕРИСТИК

Наиболее распространенным методом определения функции распределения электронов по энергиям в положительном столбе газового разряда является метод второй производной [1]. Но, как известно, этот метод обладает рядом недостатков. К их числу можно отнести недостоверность результатов в области больших энергий (так как в этой области вторая производная ионного тока становится сравнимой или даже больше второй производной электронного тока), невозможность производить измерения при больших шумах и исследовать быстропеременные процессы. Так как электроны больших энергий обуславливают неупругие взаимодействия с атомами и молекулами, которые являются решающими для установления многих характеристик ионизованного газа, то возникает необходимость разработки метода определения функции распределения в области больших энергий.

В [2] предлагается определять функцию распределения электронов по энергиям путем ее расчета из зондовых характеристик методом регуляризации [3]. Электронный ток на зонд имеет следующую зависимость от потенциала зонда:

$$i(E_p) = \frac{nae}{2^{3/2} m^{1/2}} \int_{E_p}^{\infty} \frac{E - E_p}{\sqrt{E}} f(E) dE, \quad (1)$$

где $E_p = eV_p$ — энергия, соответствующая задерживающему потенциалу зонда V_p , e , m — заряд и масса электрона, n — концентрация электронов, a — площадь зонда, $f(E)$ — функция распределения электронов по энергиям.

Уравнение (1) легко преобразуется в уравнение Фредгольма 1-го рода

$$i(E_p) = c \int_0^b K(E_p, E) f(E) dE$$

$$0 \leq E \leq b \quad 0 \leq E_p \leq d, \quad (2)$$

где $c = \frac{nae}{2^{3/2} m^{1/2}}$ — константа, а ядро интегрального уравнения:

$$K(E_p, E) = \begin{cases} \frac{E - E_p}{\sqrt{E}} & \text{при } E \geq E_p \\ 0 & \text{при } E < E_p. \end{cases}$$

Нахождение решения уравнения (2), т. е. определение функции $f(E)$ по известным значениям $i(E_p)$ и $K(E_p, E)$, относится к классу некорректных задач и для ее решения используется метод регуляризации А. Н. Тихонова. Согласно методу регуляризации [3], приближенное решение уравнения (2) $f^\alpha(E)$ определяется как функция, реализующая минимум сглаживающего функционала