

Все эти факты еще раз подтверждают вывод о том, что в облученном образце кристаллического кварца действительно существуют отрицательные внутренние напряжения, которые создаются в нем при нейтронном облучении [1, 2]. Достаточно даже небольшого градиента температуры, например, охлаждения холодной водой, чтобы был превышен предел прочности и произошло небольшое разрушение облученного образца. При сильном охлаждении предел прочности превосходит на значительных участках образца, причем в наиболее напряженных областях: в направлении винтовой



Кристаллический кварц, облученный потоком быстрых нейтронов $3,5 \cdot 10^{19}$ н/см²: а — до погружения в жидкий азот, б — после погружения в жидкий азот

оси и вблизи торцов цилиндра, где напряжения максимальны [2], образуются большие трещины. Трещины, однако, располагаются внутри образца, так как напряжения отрицательные.

Как известно [1, 2], важную роль в образовании внутренних напряжений в облученном кварце играют разупорядоченные аморфизованные области, которые имеются в значительном количестве после облучения дозой $3,5 \cdot 10^{19}$ н/см². Различие значений теплопроводности и коэффициента теплового расширения аморфизованных областей и окружающей кристаллической матрицы [3] также может привести к дополнительному возрастанию напряжений.

Наличие люминесцентных вспышек в момент создания трещин, очевидно, связано с явлением триболюминесценции, проявляющейся при растрескивании образца [4].

ЛИТЕРАТУРА

1. Зубов В. Г. Докторская диссертация. МГУ, 1963.
2. Зубов В. Г., Кадышев Е. А. и др. «Кристаллография», 14, 634, 1969.
3. Meyer G., Lecomte M. J. *phys. radium*, 21, 846, 1960.
4. Thiessen P. A., Meyer K. *Naturwissenschaft.*, 57, 423, 1970.

Поступила в редакцию
3.4 1974 г.

Кафедра
общей физики для
физического факультета

УДК 539.12.04

А. А. БЕЛЯЕВ, И. П. ИВАНЕНКО

МНОГОГРУППОВОЙ МЕТОД РЕШЕНИЯ УРАВНЕНИЙ ОДНОМЕРНОЙ КАСКАДНОЙ ТЕОРИИ ЛИВНЕЙ

В теории электромагнитных каскадов стал использоваться метод численного интегрирования уравнений [1]. В отличие от аналитического метода, основанного на функциональных преобразованиях каскадных уравнений [2, 3], численное интегрирование

этих уравнений можно выполнить с точными, а не асимптотическими сечениями основных процессов. По сравнению с методом Монте-Карло численное интегрирование дает возможность с большей точностью просчитать развитие ливня в диапазоне глубин и энергий практически недоступном для монте-карловских вычислительных схем.

Однако, схема численного решения одномерных уравнений [1] требует значительных затрат машинного времени. Используя результаты аналитической теории, можно увеличить эффективность метода численного интегрирования. Такой синтез удобно осуществить, если перейти от системы одномерных уравнений каскадной теории к соответствующей системе односкоростных уравнений, вводя группы по энергии [4] и используя при вычислении многогрупповых констант следующие пробные функции:

$$\Phi_{P,\Gamma} = \frac{H_i(s) \exp(\lambda_1(s)t)}{\sqrt{2\pi g_i(s,t)}} \frac{(E_0 + \epsilon)^s}{(E + \epsilon)^{s+1}}, \quad i = 1, \dots, 4. \quad (1)$$

где зависимость s от t определяется условием

$$\lambda_1'(s)t = -\ln \frac{E_0}{E} + \Phi_i(s), \quad \Phi_i(s) = \begin{cases} 0, & i = 1, 4 \\ 1/2s, & i = 2, \\ -1/2s, & i = 3 \end{cases} \quad (2)$$

$i=1$ для электронного компонента (P), $i=2$ для фотонного компонента (Γ) ливня от первичного электрона, $i=3$ для электронного компонента (Γ) ливня от первич-

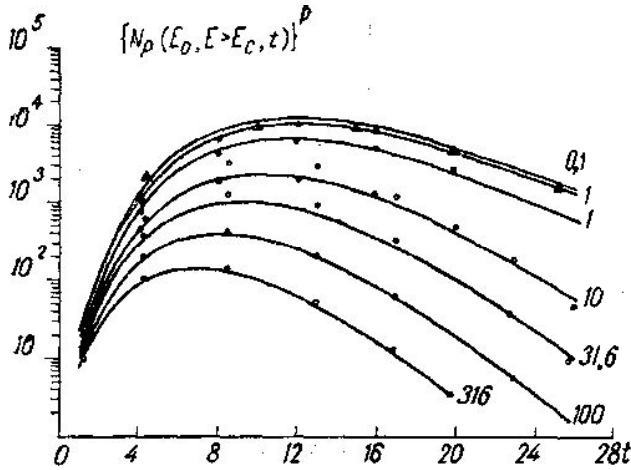


Рис. 1. Каскадные кривые для ливня в свинце от первичной частицы с $E_0=10^3$ ГэВ. Числа у кривых указывают пороговые энергии E_c в МэВ; сплошные кривые — многогрупповой метод, \bullet — данные работы [1], \circ — приближение А, \blacktriangle — метод моментов [7]

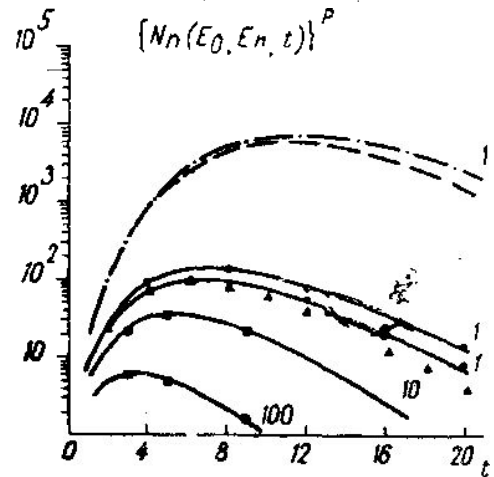


Рис. 2. Каскадные кривые для ливня в свинце от первичного электрона. Числа у кривых указывают пороговые энергии E_c в МэВ. Сплошные кривые — многогрупповой метод $E_0=10$ ГэВ; штрихпунктир — многогрупповой метод $E_0=10^3$ ГэВ; пунктир — экстраполированная кривая [9], \blacktriangle — экспериментальные данные [9], \bullet — монте-карловские данные [8]

ного фотона, $i=4$ для фотонного компонента (Γ) ливня от первичного фотона, ϵ — параметр, величина которого близка к критической энергии β .

$$H_i(s), \quad g_i(s, t), \quad \lambda_1(s), \quad \lambda_1'(s)$$

известные функции каскадной теории [5]. Эта функция позволяет нижнюю границу E_1 старшей энергетической группы взять равной минимальной энергии E_A , при которой решение односкоростной системы уравнений с точными сечениями мало отличается от решения этой же системы с асимптотическими сечениями. После вычисления многогрупповых констант и решения системы односкоростных уравнений получим среднее число частиц $N_{P,\Gamma}(E_0, E, t)$ с энергией $\geq E$ на глубине t рад. ед. В работе проводится расчет одномерного развития ливня в свинце от первичной частицы (электрона или фотона) с энергией E_0 от 1 до 10^3 ГэВ.

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),