



ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СО АН СССР

В.А. Таюрский

**EMSH — ПРОГРАММА РАСЧЕТА  
ПРОХОЖДЕНИЯ ЧЕРЕЗ ВЕЩЕСТВО  
ЭЛЕКТРОНОВ И ФОТОНОВ  
ПРИ ЭНЕРГИИ 10 кэВ — 1 ТэВ**

ИЯФ--

ПРЕПРИНТ 89-16



НОВОСИБИРСК

ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СО АН СССР

В.А. Таюрский

EMSH — ПРОГРАММА РАСЧЕТА  
ПРОХОЖДЕНИЯ ЧЕРЕЗ ВЕЩЕСТВО  
ЭЛЕКТРОНОВ И ФОТОНОВ  
ПРИ ЭНЕРГИИ 10 кэВ — 1 ТэВ

ПРЕПРИНТ 89-16

НОВОСИБИРСК

1989

EMSH — программа расчета  
прохождения через вещество  
электронов и фотонов  
при энергии 10 кэВ — 1 ТэВ

*В.А. Таюрский*

Институт ядерной физики  
630090, Новосибирск 90, СССР

АННОТАЦИЯ

Приведено описание монте-карловской программы EMSH, предназначенной для расчета прохождения через вещество электронов и фотонов при энергии 10 кэВ — 1 ТэВ. Программа написана на языке Фортран для машин серии ЕС ЭВМ. Расчеты по программе согласуются с экспериментальными данными и другими расчетами.

---

## 1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время в мире существует целый ряд программ расчета электромагнитных ливней в веществе, отличающихся областью применимости по энергии, алгоритмами моделирования процессов, пакетами геометрических подпрограмм (наиболее известные [1—5]). В данной работе приводится описание программы EMSH (Electro-Magnetic SHower), разработанной для ЭВМ серии ЕС на основе ливневой программы [6], которая использовалась на БЭСМ-6. По сравнению с [6] в программе EMSH уточнено моделирование большинства элементарных процессов, а также добавлены новые процессы, что сделало возможным использование программы при энергии ниже 1 МэВ. Программа EMSH применяется в Институте для расчетов конверсии электронов в позитроны, оценок радиационных фонов ускорителей, моделирования поглощения ливней в электромагнитных калориметрах.

В программе EMSH учитываются основные процессы взаимодействия заряженных частиц и фотонов с веществом, существенные при энергии выше 10 кэВ: тормозное излучение электронов и позитронов,  $e^-e^-$ - и  $e^+e^-$ -рассеяние, аннигиляция позитронов, рождение  $e^+e^-$ -пар фотонами, комптоновское рассеяние фотонов, фотоэлектрический эффект, рэлеевское рассеяние фотонов. Сечения этих элементарных процессов заданы в программе с точностью 3—10%. Для заряженных частиц учитываются потери энергии на ионизацию и возбуждение атомов и на тормозное излучение с энергией фотонов меньше энергии обрезания, а также многократное рассеяние.

Программа EMSH отличается максимально простым оформлением задания на счет (пользователь не должен писать никаких

подпрограмм). Ограничение при этом состоит в том, что в программе рассматривается один блок вещества (цилиндрической или прямоугольной формы). В результате расчета получается ряд стандартных распределений, относящихся к первичной информации о ливнях: распределения по энергиям, углам, координатам частиц ливня, энерговыделению в мишени. Для моделирования ливней в установках, состоящих из многих блоков вещества, в ИЯФ разработана универсальная моделирующая программа UNIMOD [7], которая рассчитывает реакцию детектирующих устройств на прохождение ливня.

Область применимости программы EMNH ограничена снизу энергией порядка 10 кэВ, так как для моделирования продуктов взаимодействия используются дифференциальные сечения, не учитывающие энергию связи электронов в атоме. (Формальная нижняя граница по энергии составляет в программе 1 кэВ.) Верхняя по энергии граница применимости программы — порядка 1 ТэВ, так как в программе используются бете-гайтлеровские сечения тормозного излучения и рождения пар. При более высоких энергиях сечения этих процессов радикальным образом меняются за счет эффекта Ландау — Померанчука.

## 2. ОБОЗНАЧЕНИЯ. ПАРАМЕТРЫ ВЕЩЕСТВ

Далее в тексте и формулах, когда это специально не оговаривается, используются следующие обозначения.

$Z$  — атомный номер вещества;

$A$  — атомный вес вещества;

$I$  — средний ионизационный потенциал вещества;

$M = \sum_1^{N_e} p_i A_i$  — молекулярный вес сложного вещества;

$p_i$  — число атомов  $i$ -го элемента в сложном веществе;

$N_e$  — число элементов в сложном веществе;

$\rho$  — плотность вещества ( $\text{г/см}^3$ );

$E(T)$  — полная (кинетическая) энергия начального  $e^-$ ,  $e^+$ ;

$E_1(T_1)$  — полная (кинетическая) энергия рожденного  $e^-$ ,  $e^+$ ;

$\omega(\omega_1)$  — энергия начального (рожденного) фотона;

$m = 0.511 \text{ МэВ}/c^2$  — масса электрона;

$c$  — скорость света (в формулах обычно полагается  $c = 1$ );

$\alpha = 1/137$  — постоянная тонкой структуры;  
 $r_0 = e^2/mc^2 = 2.82 \cdot 10^{-13}$  см — классический радиус электрона;  
 $N_A = 6.022 \cdot 10^{23}$  (1/моль) — число Авогадро;  
 $\gamma = E/m$  — гамма-фактор электрона (позитрона);  
 $\beta = (1 - 1/\gamma^2)^{1/2}$ ;  
 $\Delta$  — передача энергии в  $e^-e^-$  ( $e^+e^-$ )-рассеянии в единицах  $mc^2$ ;  
 $\Delta_{\min}$  — минимальная величина  $\Delta$  в единицах  $mc^2$ ;  
 $E_{\min}(T_{\min})$  — минимальная полная (кинетическая) энергия заряженных частиц в ливне;  
 $\omega_{\min}$  — минимальная энергия фотонов в ливне;  
 $\Delta T/T$  — доля кинетической энергии заряженной частицы, теряемая на шаге перемещения;  
 $X_0$  — радиационная единица длины (см);  
 $\mu$  — коэффициент поглощения ( $1/X_0$ );  
 $\xi$  — случайное число, равномерно распределенное в интервале  $(0,1)$ .

Энергия частиц в программе, как правило, измеряется в МэВ, длины вводятся и выводятся в см, внутри программы все длины измеряются в  $X_0$ .

Для удобства пользователей в программе EMSH заданы атомные веса, плотности и ионизационные потенциалы для простых веществ. По желанию при расчете по программе можно использовать указанные параметры (см. табл. 1), или задавать свои. Значения ионизационных потенциалов взяты из [4]. Для газов приведена плотность жидкой фазы при нормальном давлении.

Таблица 1

Параметры веществ, задаваемые в EMSH

Z	A	$\rho$ г/см <sup>3</sup>	I эВ	Z	A	$\rho$ г/см <sup>3</sup>	I эВ
1	2	3	4	5	6	7	8
1	1.0080	0.060	19.2	11	22.9898	0.971	149.0
2	4.0026	0.190	41.8	12	24.3120	1.740	156.0
3	6.9390	0.534	40.0	13	26.9815	2.699	166.0
4	9.0122	1.848	63.7	14	28.0880	2.330	173.0
5	10.8110	2.370	76.0	15	30.9738	2.200	173.0
6	12.0111	2.265	78.0	16	32.0640	2.000	180.0
7	14.0067	1.140	82.0	17	35.4530	2.200	174.0
8	15.9994	1.568	95.0	18	39.9480	1.650	188.0
9	18.9984	1.500	115.0	19	39.1020	0.860	190.0
10	20.1830	1.000	137.0	20	40.0800	1.550	191.0

Таблица 1 (продолжение)

1	2	3	4	5	6	7	8
21	44.9560	2.989	216.0	61	144.9100	7.220	560.0
22	47.9000	4.540	233.0	62	150.3500	7.460	574.0
23	50.9420	6.110	245.0	63	151.9800	5.243	580.0
24	51.9980	7.180	257.0	64	157.2500	7.900	591.0
25	54.9380	7.440	272.0	65	158.9240	8.229	614.0
26	55.8470	7.870	286.0	66	162.5000	8.550	628.0
27	58.9332	8.900	297.0	67	164.9300	8.795	650.0
28	58.7100	8.902	311.0	68	167.2600	9.066	658.0
29	63.5400	8.960	322.0	69	168.9340	9.321	674.0
30	65.3700	7.133	330.0	70	173.0400	6.730	684.0
31	69.7200	5.904	334.0	71	174.9700	9.840	694.0
32	72.5900	5.323	350.0	72	178.4900	13.310	705.0
33	74.9216	5.730	347.0	73	180.9480	16.654	718.0
34	78.9600	4.500	348.0	74	183.8500	19.300	727.0
35	79.8080	4.200	357.0	75	186.2000	21.020	736.0
36	83.8000	2.450	352.0	76	190.2000	22.570	746.0
37	85.4700	1.532	363.0	77	192.2000	22.420	757.0
38	87.6200	2.540	366.0	78	195.0800	21.450	790.0
39	88.9050	4.469	379.0	79	196.9870	19.320	790.0
40	91.2200	6.506	393.0	80	200.5900	13.546	800.0
41	92.9060	8.570	417.0	81	204.3700	11.720	810.0
42	95.9400	10.220	424.0	82	207.1900	11.350	823.0
43	97.9100	11.500	428.0	83	208.9800	9.747	823.0
44	101.0700	12.410	441.0	84	208.9800	9.320	830.0
45	102.9050	12.410	449.0	85	210.0000	1.000	825.0
46	106.4000	12.020	470.0	86	222.0000	4.000	794.0
47	107.8700	10.500	470.0	87	223.0000	1.000	827.0
48	112.4000	8.650	469.0	88	226.0000	5.000	826.0
49	114.8200	7.310	488.0	89	227.0000	10.070	841.0
50	118.6900	7.310	488.0	90	232.0360	11.720	847.0
51	121.7500	6.691	487.0	91	231.0000	15.370	878.0
52	127.6000	6.240	485.0	92	238.0300	18.900	890.0
53	126.9044	4.930	491.0	93	237.0000	20.250	902.0
54	131.3000	2.700	482.0	94	239.0500	19.840	921.0
55	132.9050	1.873	488.0	95	243.0000	13.670	934.0
56	137.3400	3.500	491.0	96	247.0000	13.510	939.0
57	138.9100	6.154	501.0	97	247.0000	14.000	952.0
58	140.1200	6.657	523.0				
59	140.9070	6.710	535.0				
60	144.9140	7.900	546.0				

### 3. ТОРМОЗНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ

Для моделирования тормозного излучения электронов и позитронов в программе EMSH используются таблицы дифференциальных спектров [8]:

$$F(Z, T, \omega_1) = \beta^2 / Z^2 \cdot \omega_1 d\sigma_B / d\omega_1, \quad (3.1)$$

где  $\beta = v/c$  начальной частицы. Эти таблицы были рассчитаны для веществ с  $Z = 6, 13, 29, 47, 74, 92$  при энергии начальной частицы 1 кэВ — 10 ГэВ. Дифференциальные спектры для  $Z = 1$  при энергии 1 кэВ — 0.5 МэВ вычисляются в программе при помощи таблиц [9], а при  $1 \leq Z < 6$ ,  $T > 0.5$  МэВ сечение процесса на атоме считается с помощью (3.1):

$$d\sigma_B / d\omega_1 = Z^2 / \beta^2 / \omega_1 \cdot F(Z = 6, T, \omega_1)$$

Спектры для промежуточных значений  $Z$  в интервале 1 — 92 получаются линейной интерполяцией. При энергии больше 10 ГэВ в программе используется дифференциальное сечение тормозного излучения [10]:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_B}{d\omega_1} = \frac{\alpha r_0^2}{\omega_1} \left\{ \left( \frac{4}{3} - \frac{4}{3}y + y^2 \right) \left[ Z^2 \left( \varphi_1 - \frac{4}{3} \ln Z - 4f_c \right) + \right. \right. \\ \left. \left. + Z(\psi_1 - 8 \ln Z) \right] + \frac{2}{3}(1-y) \left[ Z^2(\varphi_1 - \varphi_2) + Z(\psi_1 - \psi_2) \right] \right\}. \quad (3.2) \end{aligned}$$

Здесь  $y = \omega_1 / T$ . Функции экранирования  $\varphi_1(\gamma)$ ,  $\varphi_2(\gamma)$ ,  $\psi_1(\varepsilon)$ ,  $\psi_2(\varepsilon)$ , где  $\gamma = 100 m\omega_1 / Z^{1/3} E / (E - \omega_1)$ ,  $\varepsilon = \gamma / Z^{1/3}$ , а также кулоновская поправка  $f_c$ , идентичны функциям для сечения рождения пар (см. § 6).

Полное сечение процесса тормозного излучения, с испусканием кванта с энергией большей  $\omega_{\min}$  — энергии обрезания фотонов в каскаде, получается интегрированием дифференциальных спектров и табулируется перед началом расчета ливней. В табл. 2 показано какие сечения используются в различных областях по энергии и по  $Z$ .

Коэффициент поглощения, используемый при моделировании переноса частиц (§ 13), для тормозного излучения, в общем случае сложного вещества, равен

$$\mu_B = \frac{N_A \rho X_0}{M} \sum_1^{N_e} p_i \sigma_B(Z_i). \quad (3.3)$$



Таблица 2

## Дифференциальные сечения тормозного излучения

$T, \text{ МэВ}$	$Z=1$	$1 < Z < 6$	$6 \leq Z \leq 92$
0.001 – 0.5	[9]	интерп. [9], (3.1)	(3.1)
0.5 – 10000	(3.1)	(3.1)	(3.1)
> 10000	(3.2)	(3.2)	(3.2)

Для моделирования процесса функцию распределения можно представить в виде

$$\frac{dW}{d\omega_1} = f(\omega_1) g(\omega_1), \quad (3.4)$$

где  $f(\omega_1) = 1/\omega_1 / \ln(T/\omega_{\min})$  используется для моделирования энергии фотона,  $g(\omega_1) = \omega_1 \frac{d\sigma_B}{d\omega_1} \ln \frac{T}{\omega_{\min}}$  используется для отбраковки полученного значения энергии по методу Неймана. Мажоранта здесь берется в точке  $\omega_1 = \omega_{\min}$  и равна  $g_m = 1.4g(\omega_{\min})$ .

Угол вылета рожденного фотона относительно направления начальной частицы разыгрывается по приближенной плотности вероятности [11]

$$\frac{dW}{d \cos \theta} = \frac{m^2}{2(E - P \cos \theta)^2}, \quad (3.5)$$

где  $P$  — импульс  $e^-$  ( $e^+$ ).

Из (3.5) получаем формулу для моделирования угла вылета фотона:

$$\cos \theta = 1 - \frac{2m^2\xi}{m^2 + 2P(1-\xi)(E+P)}. \quad (3.6)$$

По азимутальному углу распределение считается равномерным. Угол отклонения электрона (позитрона) не моделируется.

Точность дифференциальных спектров [8] оценивается

при $T < 2 \text{ МэВ}$ :	5–10%
$2 \text{ МэВ} < T < 50 \text{ МэВ}$ :	3–10%
$50 \text{ МэВ} < T < 10 \text{ ГэВ}$ :	3%

#### 4. АННИГИЛЯЦИЯ ПОЗИТРОНОВ

Полное сечение процесса аннигиляции движущегося позитрона на электронах атома равно [12]

$$\sigma_a = \pi Z r_0^2 \frac{1}{\gamma + 1} \left[ \frac{\gamma^2 + 4\gamma + 1}{\gamma^2 - 1} \ln(\gamma + \sqrt{\gamma^2 - 1}) - \frac{\gamma + 3}{\sqrt{\gamma^2 - 1}} \right]. \quad (4.1)$$

Дифференциальное сечение аннигиляции [13] в системе покоя электрона записывается в виде

$$d\sigma_a = \pi Z r_0^2 \frac{m d\omega_1}{E^2 - m^2} \left\{ -\frac{m^2}{\omega_1^2} \left( \frac{E + m}{E + m - \omega_1} \right)^2 + \right. \\ \left. + \frac{2m}{\omega_1} \frac{E + m}{E + m - \omega_1} + \frac{\omega_1}{E + m - \omega_1} + \frac{E + m}{\omega_1} - 1 \right\}. \quad (4.2)$$

Коэффициент поглощения для аннигиляции равен

$$\mu_a = \frac{N_A \rho X_0}{M} \sum_1^{N_c} p_i \sigma_a(Z_i). \quad (4.3)$$

Для моделирования процесса, отбрасывая несущественный множитель в (4.2), функцию распределения можно представить в виде [4]

$$\frac{dW}{d\omega_1} \sim S(v) + S(1-v), \quad (4.4)$$

где

$$S(v) = -1 + \left( 1 + \beta^2 + \frac{2}{1 - \beta^2} - \frac{1 - \beta^2}{2v} \right) \frac{1 - \beta^2}{2v};$$

$$v = \frac{\omega_1}{E + m}; \quad \beta = \sqrt{(E - m)/(E + m)};$$

$$v_{\min} \leq v \leq v_{\max}; \quad v_{\min} = \frac{1 - \beta}{2}; \quad v_{\max} = \frac{1 + \beta}{2}.$$

Из-за идентичности фотонов можно считать  $v_{\min} \leq v \leq 1/2$ . Так как сечение симметрично по  $v$ , можно расширить интервал по  $v$  и считать  $v_{\min} \leq v \leq 1 - v_{\min}$ , но отбросить второе слагаемое в (4.4). При этом, если  $v > 1/2$ , то используется  $1 - v$ .

Для выборки  $v$  функцию  $S(v)$  можно представить в виде

$$\frac{dW}{dv} = \ln[(1 - v_{\min})/v_{\min}] f(v) g(v), \quad (4.5)$$

где  $f(v) = \frac{1}{\ln\left(\frac{1-v_{min}}{v_{min}}\right)} \cdot \frac{1}{v}$  используется для выборки,  $g(v) = 1 - v + \frac{2\gamma - 1/v}{(\gamma + 1)^2}$  используется для отбраковки,  $g_{max} = 1 - \frac{2}{(\gamma + 1)^2}$  — мажоранта для  $g$ .

При уменьшении энергии позитрона ниже  $E_{min}$  считается, что позитрон аннигилирует в покое. При этом образуются 2 фотона с энергиями, равной массе покоя электрона, вылетающие изотропно в противоположные стороны. Остаток энергии считается выделившимся в точке аннигиляции.

## 5. ЭЛЕКТРОН- (ПОЗИТРОН)-ЭЛЕКТРОННОЕ РАССЕЯНИЕ

### $e^-e^-$ -рассеяние

Полное сечение процесса  $e^-e^-$ -рассеяния на электронах атома в приближении свободных электронов равно

$$\sigma_{e^-e^-} = 2\pi Zr_0^2 \left\{ \frac{1}{2(\gamma+1)} + \frac{\gamma^2}{\Delta_{min}(\gamma^2-1)} - \frac{\Delta_{min}}{\gamma^2-1} - \frac{\gamma^2}{(\gamma^2-1)(\gamma-1-\Delta_{min})} + \frac{2\gamma-1}{(\gamma-1)(\gamma^2-1)} \ln \frac{\Delta_{min}}{\gamma-1-\Delta_{min}} \right\}. \quad (5.1)$$

Коэффициент поглощения равен

$$\mu_{e^-e^-} = \frac{N_A \rho X_0}{M} \sum_1^{N_e} p_i \sigma_{e^-e^-}(Z_i). \quad (5.2)$$

Дифференциальное сечение этого процесса равно [13]

$$d\sigma_{e^-e^-} = 2\pi Zr_0^2 \frac{d\Delta}{\Delta^2} \frac{1}{\gamma^2-1} \left\{ \frac{(\gamma-1)^2\gamma^2}{(\gamma-1-\Delta)^2} - \frac{2\gamma^2+2\gamma-1}{\gamma-1-\Delta} \Delta + \Delta^2 \right\}, \quad (5.3)$$

$$\Delta_{min} \leq \Delta \leq \Delta_{max} = (\gamma-1)/2.$$

Для моделирования процесса, отбросив несущественный множитель в (5.3), имеем функцию распределения

$$\frac{d\Psi}{d\Delta} = f(\Delta) g(\Delta), \quad (5.4)$$

где

$$f(\Delta) = \frac{A}{\Delta^2}, \quad A^{-1} = \frac{1}{\Delta_{\min}} - \frac{1}{\Delta_{\max}},$$

$$g(\Delta) = \frac{(\gamma-1)^2 \gamma^2}{(\gamma-1-\Delta)^2} - \frac{2\gamma^2+2\gamma-1}{\gamma-1-\Delta} \Delta + \Delta^2. \quad (5.5)$$

Моделирование  $\Delta$  производится при помощи  $f(\Delta)$ , что дает

$$\Delta = \frac{\Delta_{\min}}{1 - \xi(1 - \Delta_{\min}/\Delta_{\max})}. \quad (5.6)$$

Затем полученное значение  $\Delta$  бракуется по методу Неймана с помощью функции  $g(\Delta)$ , максимальное значение которой достигается при  $\Delta = (\gamma-1)/2$ .

$e^+e^-$ -рассеяние

Полное сечение процесса равно

$$\sigma_{e^+e^-} = 2\pi Zr_0^2 \left\{ \frac{\gamma^2}{(\gamma^2-1)\Delta_{\min}} + \frac{2\gamma^2+4\gamma+1}{(\gamma+1)(\gamma^2-1)} \ln \frac{\Delta_{\min}}{\gamma-1} - \frac{(9\gamma^2+18\gamma+12)\Delta_{\min} - 3\gamma\Delta_{\min}^2 + \Delta_{\min}^3}{3(\gamma+1)^2(\gamma^2-1)} - \frac{\gamma^2}{(\gamma^2-1)(\gamma-1)} + \frac{7\gamma^2+19\gamma+13}{3(\gamma+1)^3} \right\}. \quad (5.7)$$

Коэффициент поглощения равен

$$\mu_{e^+e^-} = \frac{N_A \rho X_0}{M} \sum_i^{N_i} p_i \sigma_{e^+e^-}(Z_i). \quad (5.8)$$

Дифференциальное сечение процесса  $e^+e^-$ -рассеяния равно [13]

$$d\sigma_{e^+e^-} = 2\pi Zr_0^2 \frac{d\Delta}{\Delta^2} \frac{1}{(\gamma^2-1)} \times$$

$$\times \left\{ \gamma^2 - \frac{2\gamma^2+4\gamma+1}{\gamma+1} \Delta + \frac{3\gamma^2+6\gamma+4}{(\gamma+1)^2} \Delta^2 - \frac{2\gamma}{(\gamma+1)^2} \Delta^3 + \frac{1}{(\gamma+1)^2} \Delta^4 \right\}, \quad (5.9)$$

$$\Delta_{\min} \leq \Delta \leq \Delta_{\max} = \gamma - 1.$$

Для моделирования процесса функцию распределения можно представить в виде

$$\frac{dW}{d\Delta} = f(\Delta) g(\Delta), \quad (5.10)$$

где

$$f(\Delta) = \frac{A}{\Delta^2}, \quad A^{-1} = \frac{1}{\Delta_{\min}} - \frac{1}{\Delta_{\max}},$$

$$g(\Delta) = \gamma^2 - \frac{2\gamma^2 + 4\gamma + 1}{\gamma + 1} \Delta + \frac{3\gamma^2 + 6\gamma + 4}{(\gamma + 1)^2} \Delta^2 - \frac{2\gamma}{(\gamma + 1)^2} \Delta^3 + \frac{1}{(\gamma + 1)^2} \Delta^4.$$

Моделирование  $\Delta$  производится так же, как в процессе  $e^-e^-$ -рассеяния. Максимум  $g(\Delta)$  достигается при  $\Delta = 0$ .

Угол вылета одной из рожденных частиц дается выражением

$$\cos \theta = (P^2 - P_1^2 - P_2^2) / 2PP_1, \quad (5.11)$$

где  $P$  — импульс налетающей частицы,  $P_1$ ,  $P_2$  — импульсы рожденных частиц.

В азимутальной проекции скорости рожденных частиц противоположны.

## 6. РОЖДЕНИЕ $e^+e^-$ -ПАР ФОТОНАМИ

Полное сечение процесса рождения  $e^+e^-$ -пар  $\sigma_p$  для энергии фотонов меньше 100 МэВ вычисляется в программе при помощи таблиц [14]. Для более высоких энергий полное сечение было получено интегрированием дифференциального сечения (6.2).

Коэффициент поглощения вычисляется как

$$\mu_p = \frac{N_A \rho X_0}{M} \sum_1^{N_c} p_i \sigma_p(Z_i). \quad (6.1)$$

Дифференциальное сечение рождения  $e^+e^-$ -пары фотоном на атоме описывается выражением [10]

$$\frac{d\sigma_p}{dE_1} = \frac{\alpha r_0^2}{\omega} \left\{ \left( \frac{4}{3} x^2 - \frac{4}{3} x + 1 \right) \left[ Z^2 \left( \varphi_1 - \frac{4}{3} \ln Z - 4f_c \right) + Z \left( \psi_1 - \frac{8}{3} \ln Z \right) \right] - \right.$$

$$\left. - \frac{2}{3} x(1-x) \left[ Z^2(\varphi_1 - \varphi_2) + Z(\psi_1 - \psi_2) \right] \right\}, \quad (6.2)$$

где  $x = E_1/\omega$ ,  $\varphi_1(\gamma)$ ,  $\varphi_2(\gamma)$ ,  $\psi_1(\varepsilon)$ ,  $\psi_2(\varepsilon)$  — функции экранирования,  $\gamma = 100m\omega/E_1/E_1'/Z^{1/3}$ ,  $\varepsilon = \gamma/Z^{1/3}$ ,  $E_1' = \omega - E_1$ ,  $f_c(Z)$  — кулоновская

поправка к борновскому приближению:

$$f(Z) = 1.202 z - 1.0369 z^2 + \frac{1.008 z^3}{1+z}, \quad z = (\alpha Z)^2. \quad (6.3)$$

Для  $Z=1, 2$  функции экранирования в программе EMSH вычисляются при помощи подгонки

$$\varphi(x), \psi(x) = \begin{cases} A + Bx + Cx^2, & 0 \leq x \leq 1, \\ A + B \ln(x+C), & 1 < x < 10, \\ 4 \ln(200/x) - 2, & 10 \leq x, \end{cases} \quad (6.4)$$

которая с точностью лучше 0.7% описывает табличные данные [10]. Значения параметров  $A, B, C$  приведены ниже.

Таблица 3

$Z=1$

Функция	A	B	C	x
$\psi_1$	21.242	-3.484	0.513	$0 \leq x \leq 1$
	20.188	-4.346	0.532	$1 < x < 10$
$\varphi_2$	20.580	-1.465	-0.775	$0 \leq x \leq 1$
	20.142	-4.334	0.493	$1 < x < 10$
$\psi_1$	20.575	-8.311	2.746	$0 \leq x \leq 1$
	19.382	-4.050	0.0732	$1 < x < 10$
$\psi_2$	23.910	-5.802	0.942	$0 \leq x \leq 1$
	19.291	-4.031	0.0537	$1 < x < 10$

Таблица 4

$Z=2$

Функция	A	B	C	x
$\varphi_1$	20.073	-2.595	0.282	$0 \leq x \leq 1$
	20.981	-4.604	0.991	$1 < x < 10$
$\varphi_2$	19.410	-0.892	-0.708	$0 \leq x \leq 1$
	20.898	-4.579	0.933	$1 < x < 10$
$\psi_1$	24.330	-7.851	2.501	$0 \leq x \leq 1$
	19.350	-4.051	0.083	$1 < x < 10$
$\psi_2$	23.660	-5.365	0.725	$0 \leq x \leq 1$
	19.315	-4.040	0.063	$1 < x < 10$

Для  $Z=3, 4$  функции экранирования равны [10]

$$\varphi_1 = 2 \{ 1 + \ln(a^2 Z^{2/3} m^2) \} - 2 \ln(1 + b^2) - 4b \arctan(b^{-1});$$

$$\varphi_2 = 2 \left[ \frac{2}{3} + \ln(a^2 Z^{2/3} m^2) \right] - 2 \ln(1 + b^2) +$$

$$+ 8b^2 \{ 1 - b \arctan(b^{-1}) - 0.75 \ln(1 + b^{-2}) \};$$

$$\psi_1 = 2 \{ 1 + \ln(a_1^2 Z^{4/3} m^2) \} - 2 \ln(1 + b_1^2) - 4b_1 \arctan(b_1^{-1});$$

$$\psi_2 = 2 \left[ \frac{2}{3} + \ln(a_1^2 Z^{4/3} m^2) \right] - 2 \ln(1 + b_1^2) +$$

$$+ 8b_1^2 \{ 1 - b_1 \arctan(b_1^{-1}) - 0.75 \ln(1 + b_1^{-2}) \}; \quad (6.5)$$

$$b = a\delta; \quad b_1 = a_1\delta; \quad a = 111.7 Z^{-1/3}/m;$$

$$a_1 = 724.2 Z^{-2/3}/m; \quad \delta = m^2\omega/2E_1/(\omega - E_1) = \gamma Z^{1/3} m/200.$$

При  $Z > 4$  функции экранирования даются выражениями [10]

$$\varphi_1 = 20.863 - 2 \ln \{ 1 + (0.55846 \gamma)^2 \} -$$

$$- 4 \{ 1 - 0.6 \exp(-0.9 \gamma) - 0.4 \exp(-1.5 \gamma) \};$$

$$\varphi_2 = \varphi_1 - \frac{2}{3} (1 + 6.5 \gamma + 6 \gamma^2)^{-1}; \quad (6.6)$$

$$\psi_1 = 28.340 - 2 \ln \{ 1 + (3.621 \epsilon)^2 \} - 4 \{ 1 - 0.7 \exp(-8 \epsilon) - 0.3 \exp(-29.2 \epsilon) \};$$

$$\psi_2 = \psi_1 - \frac{2}{3} (1 + 40 \epsilon + 400 \epsilon^2)^{-1}.$$

Моделирование энергии одной из частиц пары производится по методу Неймана при помощи функции распределения

$$\frac{dW}{dE_1} = \sum_1^{N_e} p_i \frac{d\sigma_p}{dE_1}(Z_i). \quad (6.7)$$

В качестве мажоранты в программе используется значение  $g_{\max} = 1.7 dW/dE_1 (E_1 = 0.5 E_{\max})$ ,  $E_{\max} = \omega - m$  — максимальная энергия рожденной частицы.

Угол вылета  $e^+$ ,  $e^-$  полагается равным  $m/\omega$ ; в азимутальной проекции скорости частиц противоположны.

Точность вычисления полного сечения [14] составляет 5%.

## 7. КОМПТОНОВСКОЕ РАССЯЕНИЕ НА ЭЛЕКТРОНАХ АТОМА

Полное сечение рассеяния фотона на электронах атома, которые считаются свободными, равно [12]

$$\sigma_c = \pi Z r_0^2 \frac{1}{\gamma} \left\{ \left[ 1 - \frac{2(\gamma+1)}{\gamma^2} \right] \ln(1+2\gamma) + \frac{1}{2} + \frac{4}{\gamma} - \frac{1}{2(2\gamma+1)^2} \right\} \quad (7.1)$$

(формула Клейна—Нишины), где

$$\gamma = \omega/m.$$

При энергии  $\omega < 0.1$  МэВ представление о том, что электрон «свободен», становится несправедливым и в сечение (7.1) нужно вводить поправку. Для вычисления сечения неупругого рассеяния фотонов при низких энергиях в программе EМSH используются результаты работы [15]:

$$\sigma'_c = \sigma_c - \sigma_{cor}, \quad (7.2)$$

$$\sigma_c = \rho \frac{1 + a_1\omega + a_2\omega^2}{1 + b_1\omega + b_2\omega^2 + b_3\omega^3}, \quad (7.3)$$

$$\sigma_{cor} = \frac{k}{1 + c_1\omega + c_2\omega^2}, \quad (7.4)$$

где (7.3) — аппроксимация сечения Клейна—Нишины [16],

$$a_1 = 2.0603 \text{ 1/МэВ}, \quad a_2 = 0.11691 \text{ 1/МэВ}^2,$$

$$b_1 = 5.9973 \text{ 1/МэВ}, \quad b_2 = 2.9267 \text{ 1/МэВ}^2, \quad b_3 = 0.08238 \text{ 1/МэВ}^3,$$

$$\rho = 0.6652 \cdot Z \text{ барн}.$$

Параметры  $k$ ,  $c_1$ ,  $c_2$  в формуле (7.4) были получены в [15] для элементов с  $11 \leq Z \leq 95$ . Для  $Z < 11$  в программе используются таблицы [14]. Области применения различных формул и таблиц для процесса неупругого рассеяния фотонов приведены в табл. 5.

Коэффициент поглощения равен:

$$\mu_c = \frac{N_a \rho X_0}{M} \sum_1^{N_c} \rho_i \sigma'_c(Z_i). \quad (7.6)$$



Таблица 5

$\omega$ , МэВ	$1 \leq Z < 11$	$11 \leq Z \leq 95$
0.001—0.1	[14]	(7.2)
0.1—1.0	(7.1)	(7.2)
1.0—100	(7.1)	(7.2)
> 100	(7.1)	(7.1)

Для моделирования процесса в программе используется дифференциальное сечение для свободных электронов. Это сечение в системе покоя начального электрона имеет вид

$$\frac{d\sigma_c}{d\omega_1} = \pi Z r_0^2 \frac{m}{\omega^2} \left\{ \frac{\omega_1}{\omega} + \frac{\omega}{\omega_1} - 2 \left( \frac{m}{\omega_1} - \frac{m}{\omega} \right) + \left( \frac{m}{\omega_1} - \frac{m}{\omega} \right)^2 \right\}. \quad (7.7)$$

Угол вылета вторичного фотона  $\theta$  однозначно связан с энергией и определяется выражением

$$m \left( 1 - \frac{\omega_1}{\omega} \right) = \omega_1 (1 - \cos \theta). \quad (7.8)$$

Для моделирования процесса в программе используется алгоритм [17]. Отбрасывая несущественный множитель в (7.7), функцию распределения можно записать в виде

$$\frac{dW}{dv} \sim \alpha_1 f_1(v) g_1(v) + \alpha_2 f_2(v) g_2(v), \quad (7.9)$$

где

$$\alpha_1 = \frac{\lambda + 2}{9\lambda + 2}; \quad \alpha_2 = \frac{8\lambda}{9\lambda + 2}; \quad f_1(v) = \frac{\lambda}{2}; \quad f_2(v) = \frac{\lambda + 2}{2v^2};$$

$$g_1(v) = 4(1/v - 1/v^2); \quad g_2(v) = 0.5[(\lambda - \lambda v + 1)^2 + 1/v];$$

$$\lambda = m/\omega; \quad v = \omega/\omega_1.$$

Моделирование  $v$  производится с помощью функций  $f_1$  и  $f_2$  (пропорционально весам  $\alpha_1$  и  $\alpha_2$ ) и отбраковке выбранных значений при помощи функций  $g_1$  и  $g_2$  по методу Неймана.

Точность вычисления полного сечения  $\approx 3\%$ .

## 8. ФОТОЭФФЕКТ

Полное сечение процесса  $\sigma_{ph}$  при энергии 1 кэВ—100 МэВ

вычисляется в программе при помощи таблиц [14]. При энергии больше 100 МэВ сечение считается равным 0.

Коэффициент поглощения равен

$$\mu_{\text{ph}} = \frac{N_A \rho X_0}{M} \sum_1^{N_r} p_i \sigma_{\text{ph}}(Z_i). \quad (8.1)$$

Энергия вылетевшего электрона определяется так

$$E_1 = \omega - E_K + m \text{ (фотоэффект на } K\text{-оболочке)}, \quad (8.2)$$

где  $E_K$  — средняя энергия связи электронов  $K$ -оболочки:

$$E_K = \frac{\sum p_i \sigma_{\text{ph}}(Z_i) E_K^i}{\sum p_i \sigma_{\text{ph}}(Z_i)}. \quad (8.3)$$

В точке, где произошел фотоэффект, считается, что в веществе выделилась энергия  $E_K$ .

Угол вылета электрона по отношению к направлению фотона моделируется при  $\omega < 3$  МэВ (иначе он считается равным 0) по Гауссу со средним [18]. В программе средний угол с ошибкой меньше 8% аппроксимируется выражением

$$\bar{\theta}_{\text{рад}} = \frac{0.5}{(0.3 + \omega - 0.125 \omega^2)}, \quad (8.4)$$

где  $\omega$  в МэВ.

Точность таблиц [14] следующая:

при	$\omega = 1 - 6$ кэВ	10%
	$\omega = 6 - 200$ кэВ	3%
	$\omega > 200$ кэВ	10%

## 9. РЭЛЕЕВСКОЕ РАССЕЯНИЕ

Полное сечение процесса упругого рассеяния фотонов  $\sigma_R$  при энергии 1 кэВ — 100 МэВ вычисляется в программе при помощи таблиц [14]. При энергии  $\omega > 100$  МэВ сечение полагается равным 0.

Коэффициент поглощения равен

$$\mu_R = \frac{N_A \rho X_0}{M} \sum_1^{N_r} p_i \sigma_R(Z_i). \quad (9.1)$$

Дифференциальное сечение когерентного рассеяния фотонов на атоме дается выражением

$$\frac{d\sigma_R}{dc} = \pi r_0^2 (1 + c^2) |F(q, Z)|^2, \quad (9.2)$$

где  $c = \cos(\theta)$  — косинус угла рассеяния,  $F(q, Z)$  — атомный формфактор для элемента с атомным номером  $Z$  и передачи импульса  $q$ , которая равна:

$$q = 2\omega \sin(\theta/2) = \sqrt{2} \omega(1 - c)^{1/2}. \quad (9.3)$$

Из (9.3) имеем  $c = 1 - q^2/2\omega^2$ . Вероятность рассеяния в общем случае сложного вещества, отбросив несущественный множитель, можно записать в виде

$$\frac{dW}{dq} = q(1 + c^2) |F_T(q)|^2, \quad (9.4)$$

где  $|F_T(q)|^2 = \sum_1^{N_s} p_i |F(q, Z_i)|^2$  — молекулярный формфактор, рассчитанный в предположении независимых атомов. Для вычисления  $F(q, Z)$  в программе используются таблицы [19].

Для моделирования процесса упругого рассеяния фотонов была подобрана функция распределения, мажорирующая функцию (9.4):

$$f(q) = 2 \sum_1^{N_s} p_i Z_i^2 \frac{q}{(1 + \alpha_i q^2)^2}, \quad (9.5)$$

где коэффициенты  $\alpha_i$  зависят от  $Z$  вещества. Они приведены в табл. 6

Таблица 6

Параметр  $\alpha$  в формуле (9.5)

Z	1-4	4-9	9-12	12-17	17-21	21-23	23-26	26-30	30-47	47-62	62-74	74-90	> 90
$\alpha$	4	2	1.5	1.0	0.8	0.7	0.6	0.4	0.3	0.2	0.15	0.1	0.08

Для моделирования величины  $q$  функция распределения  $f(q)$  представляется в виде

$$f(q) = 2 \sum_1^{N_s} \frac{p_i Z_i^2}{A_i} \frac{A_i q}{(1 + \alpha_i q^2)^2}, \quad (9.6)$$

где

$$A_i^{-1} = \int_0^{q_{\max}} \frac{q dq}{(1 + \alpha_i q^2)^2} = \frac{\alpha_i q_{\max}^2}{1 + \alpha_i q_{\max}^2}$$

есть нормировка,  $q_{\max}$  — максимальная передача импульса в процессе.

Выбор типа атома ( $k$ ), на котором произошло рассеяние, производится пропорционально весу  $r_i = \rho_i Z_i^2 A_i$ :

$$\sum_1^{k-1} r_i < \xi_1 \sum_1^{N_s} r_i \leq \sum_1^k r_i. \quad (9.7)$$

После чего производится выборка  $q$ :

$$q^2 = \frac{\xi_2 q_{\max}^2}{1 + \alpha_k q_{\max}^2 - \xi_2 \alpha_k q_{\max}^2}. \quad (9.8)$$

Далее, полученное значение  $q$  принимается, если выполняется условие

$$\frac{dW}{dq} \leq \xi_3 f(q), \quad (9.9)$$

иначе процесс моделирования повторяется.

Точность таблиц [14] для полного сечения рэлеевского рассеяния оценивается в 3%.

## 10. МНОГОКРАТНОЕ РАССЕЯНИЕ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

Для моделирования многократного рассеяния заряженных частиц в программе используется теория Мольера — Бете [20]. Вероятность рассеяния записывается в виде:

$$\frac{dW}{d\bar{\theta}^2} = A \left( \frac{\sin \bar{\theta}}{\bar{\theta}} \right)^{1/2} \left[ f^{(0)} + \frac{1}{B} f^{(1)} + \frac{1}{B^2} f^{(2)} \right] \quad (10.1)$$

где  $\bar{\theta}$  — приведенный угол, связанный с углом рассеяния соотношением (10.2);  $f^{(0)}$ ,  $f^{(1)}$ ,  $f^{(2)}$  — функции Мольера — Бете [21], зависящие от  $\bar{\theta}$ ;  $A$  — нормировка.

Угол рассеяния дается выражением

$$\theta = \chi_c B^{1/2} \bar{\theta}, \quad (10.2)$$

где  $\chi_c$ , согласно [4],

$$\chi_c = \frac{22.696}{(180/\pi)} \sqrt{\frac{\rho Z_s t}{M}} \frac{1}{E_s \beta^2}; \quad (10.3)$$

$B$  — решение уравнения

$$B - \ln B = b; \quad (10.4)$$

$t$  — длина перемещения (см),  $E_s$  — энергия, при которой вычисляется угол рассеяния (в программе используется энергия частицы в середине перемещения);

$$b = \frac{Z_d}{Z_s} + \ln \left[ 6702.33 \frac{\rho Z_s}{M \beta^2} \right];$$

$$Z_d = \sum_1^{N_c} p_i Z_i (Z_i + 1) \ln \left[ \frac{1 + 3.34 (\alpha Z_i)^2}{Z_i^{2/3}} \right]; \quad (10.5)$$

$$Z_s = \sum_1^{N_c} p_i Z_i (Z_i + 1).$$

Величина  $B$  определяется с помощью приближенной формулы с максимальной погрешностью 0.6% во всей области существования решения (1,  $\infty$ ):

$$B = \frac{b}{2} \left( 1 + \frac{\ln b}{b-1} \right) \left( 1 + \sqrt{1 - 1/b} \right). \quad (10.6)$$

Для моделирования угла многократного рассеяния перед началом счета заготавливаются таблицы  $\bar{\theta}(B, \xi)$ ,  $B = 3 \div 16$ . Для этого методом Рунге — Кутты решается уравнение, следующее из общего метода розыгрыша случайной величины:

$$\frac{d\bar{\theta}^2}{d\xi} = \frac{A}{\frac{dW}{d\bar{\theta}^2}(\bar{\theta})} \quad (10.7)$$

где  $A$  — нормировка.

Так как теория многократного рассеяния становится неприменимой при малых значениях параметра  $b$ , то, если на шаге перемещения частицы величина  $b$  оказывается меньше  $b_c$ , при модели-

ровании считается, что угол рассеяния нулевой. При этом шаги перемещения с нулевым углом рассеяния суммируются до тех пор, пока перемещение не станет таковым, что можно использовать теорию многократного рассеяния ( $b > b_c = 1.9$ ), после чего моделируется угол рассеяния.

На рис. 1 приводится сравнение расчета по данному алгоритму (гистограмма) рассеяния электронов с энергией 15.7 МэВ в слое золота толщиной 18.66 мг/см<sup>2</sup> с экспериментальными данными [22]. Как видно из рисунка, данные находятся в хорошем согласии друг с другом.

## II. НЕПРЕРЫВНЫЕ (ИОНИЗАЦИОННЫЕ И ТОРМОЗНЫЕ) ПОТЕРИ ЭНЕРГИИ $e^-$ И $e^+$

Полные непрерывные потери энергии заряженных частиц равны

$$-\frac{dE^{cont}}{dx} = -\frac{dE^{ion}}{dx} - \frac{dE^{Br}}{dx}. \quad (11.1)$$

Средняя величина потерь энергии электронов и позитронов на возбуждение и ионизацию атомов вещества с энергией вторичных частиц меньше  $m\Delta$  рассчитывается согласно [4]:

$$-\frac{dE^{ion}}{dx} = \frac{2\pi r_0^2 m}{\beta^2} n_e \left\{ \ln \frac{2(\gamma+1)}{(I/m)^2} + F^\pm - \delta \right\}, \quad (11.2)$$

где  $\delta$  — поправка на эффект плотности,  $n_e = N_A \rho \sum_i^{N_e} p_i Z_i / M$  — плот-

ность электронов в см<sup>3</sup>;  $\ln I = \left( \sum_i^{N_e} p_i Z_i \ln I_i \right) / \left( \sum_i^{N_e} p_i Z_i \right)$  — ионизацион-

ный потенциал для сложных веществ.

Для электронов:

$$F^-(\tau, \Delta) = -1 - \beta^2 + \ln |\Delta(\tau - \Delta)| + \frac{\tau}{\tau - \Delta} + \\ + \frac{1}{\gamma^2} \left[ \frac{\Delta^2}{2} + (2\tau + 1) \ln \left( 1 - \frac{\Delta}{\tau} \right) \right], \quad (11.3)$$

где  $\tau = \gamma - 1$ ;  $\Delta = \min \{ \Delta_{\min}, \Delta_{\max} \}$ ;  $\Delta_{\max} = (\gamma - 1) / 2$ .

Для позитронов:

$$F^+(\tau, \Delta) = \ln(\tau \Delta) -$$

$$- \frac{\beta^2}{\tau} \left\{ \tau + 2\Delta - \frac{3\Delta^2}{2} y - \left( \Delta - \frac{\Delta^3}{3} \right) y^2 - \left( \frac{\Delta^2}{2} - \tau \frac{\Delta^3}{3} + \frac{\Delta^4}{4} \right) y^3 \right\}, \quad (11.4)$$

где  $y = 1/(\gamma + 1)$ ;  $\Delta = \min\{\Delta_{\min}, \Delta_{\max}\}$ ;  $\Delta_{\max} = (\gamma - 1)$ . Поправка на эффект плотности  $\delta$  равна [23]:

$$\delta = \begin{cases} 0, & X < X_0 \\ 2 \ln(10)X + a(X_1 - X)^m + C, & X_0 \leq X < X_1 \\ 2 \ln(10)X + C, & X_1 \leq X \end{cases} \quad (11.5)$$

$X = \lg_{10}(P/mc)$ ,  $P$  — импульс частицы. Для простых веществ в программе используются следующие значения параметров  $C$ ,  $X_0$ ,  $X_1$ ,  $a$ ,  $m$  [24]:

Таблица 7

Материал	Z	-C	$X_0$	$X_1$	a	m
1	2	3	4	5	6	7
Водор. газ.	1	9.5835	1.8639	3.2718	0.14092	5.7273
Гелий	2	11.1393	2.2017	3.6122	0.13443	5.8347
Литий	3	3.1221	0.1304	1.6397	0.95136	2.4993
Бериллий	4	2.7847	0.0592	1.6922	0.80392	2.4339
Бор	5	2.8477	0.0305	1.9688	0.56224	2.4512
Углерод	6	2.8680	-0.0178	2.3415	0.26142	2.8697
Азот	7	10.5400	1.7378	4.1323	0.15349	3.2125
Кислород	8	10.7004	1.7541	4.3213	0.11778	3.2913
Фтор	9	10.9653	1.8433	4.4096	0.11083	3.2962
Неон	10	11.9041	2.0735	4.6421	0.08064	3.5771
Натрий	11	5.0526	0.2880	3.1962	0.07772	3.6452
Магний	12	4.5297	0.1499	3.0668	0.08163	3.6166
Алюминий	13	4.2395	0.1708	3.0127	0.08024	3.6345
Кремний	14	4.4351	0.2014	2.8715	0.14921	3.2546
Фосфор	15	4.5214	0.1696	2.7815	0.23610	2.9158
Сера	16	4.6659	0.1580	2.7159	0.33992	2.6456
Хлор	17	11.1421	1.5555	4.2994	0.19849	2.9702
Аргон	18	11.9480	1.7635	4.4855	0.19714	2.9618
Калий	19	5.6423	0.3851	3.1724	0.19827	2.9233
Кальций	20	5.0396	0.3228	3.1191	0.15643	3.0745
Скандий	21	4.6949	0.1640	3.0593	0.15754	3.0517
Титан	22	4.4450	0.0957	3.0386	0.15662	3.0302
Ванадий	23	4.2659	0.0691	3.0322	0.15436	3.0163
Хром	24	4.1781	0.0340	3.0451	0.15419	2.9896
Марганец	25	4.2702	0.0447	3.1074	0.14973	2.9796
Железо	26	4.2911	-0.0012	3.1531	0.14680	2.9632

Таблица 7 (продолжение)

1	2	3	4	5	6	7
Кобальт	27	4.2601	-0.0187	3.1790	0.14474	2.9502
Никель	28	4.3115	-0.0566	3.1851	0.16496	2.8430
Медь	29	4.4190	-0.0254	3.2792	0.14339	2.9044
Цинк	30	4.6906	0.0049	3.3668	0.14714	2.8652
Галлий	31	4.9353	0.2267	3.5434	0.09440	3.1314
Германий	32	5.1411	0.3376	3.6096	0.07188	3.3306
Мышьяк	33	5.0510	0.1767	3.5702	0.06633	3.4176
Селен	45	5.3210	0.2258	3.6264	0.06568	3.4317
Бром	35	11.7307	1.5262	4.9899	0.06335	3.4670
Криптон	36	12.5115	1.7158	5.0748	0.07446	3.4051
Рубидий	37	6.4776	0.5737	3.7995	0.07261	3.4177
Стронций	38	5.9867	0.4585	3.6778	0.07165	3.4435
Иттрий	39	5.4801	0.3608	3.5542	0.07138	3.4585
Цирконий	40	5.1774	0.2957	3.4890	0.07177	3.4533
Ниобий	41	5.0141	0.1785	3.2201	0.13883	3.0930
Молибден	42	4.8793	0.2267	3.2784	0.10525	3.2549
Технеций	43	4.7769	0.0949	3.1253	0.16572	2.9738
Рутений	44	4.7694	0.0599	3.0834	0.19342	2.8707
Родий	45	4.8008	0.0576	3.1069	0.19205	2.8633
Палладий	46	4.9358	0.0563	3.0555	0.24178	2.7239
Серебро	47	5.0630	0.0657	3.1074	0.24585	2.6899
Кадмий	48	5.2727	0.1281	3.1667	0.24609	2.6772
Индий	49	5.5211	0.2406	3.2032	0.23879	2.7144
Олово	50	5.5340	0.2879	3.2959	0.18689	2.8576
Сурьма	51	5.6241	0.3189	3.3489	0.16652	2.9319
Теллур	52	5.7131	0.3296	3.4418	0.13815	3.0354
Йод	53	5.9488	0.0549	3.2596	0.23766	2.7276
Ксенон	54	12.7281	1.5630	4.7371	0.23314	2.7414
Цезий	55	6.9135	0.5473	3.5914	0.18233	2.8866
Барий	56	6.3153	0.4190	3.4547	0.18268	2.8906
Лантан	57	5.7850	0.3161	3.3293	0.18591	2.8828
Церий	58	5.7837	0.2713	3.3432	0.18885	2.8592
Празеодим	59	5.8096	0.2333	3.2773	0.23265	2.7331
Неодим	60	5.8290	0.1984	3.3063	0.23530	2.7050
Прометий	61	5.8224	0.1627	3.3199	0.24280	2.6674
Самарий	62	5.8597	0.1520	3.3460	0.24698	2.6403
Европий	63	6.2278	0.1888	3.4633	0.24448	2.6245
Гадолиний	64	5.8738	0.1058	3.3932	0.25109	2.5977
Тербий	65	5.9045	0.0947	3.4224	0.24453	2.6056
Диспрозий	66	5.9183	0.0822	3.4474	0.24665	2.5849
Гольмий	67	5.9587	0.0761	3.4782	0.24638	2.5726
Эрбий	68	5.9521	0.0648	3.4922	0.24823	2.5573
Тулий	69	5.9677	0.0812	3.5085	0.24889	2.5469
Иттербий	70	6.3325	0.1199	3.6246	0.25295	2.5141



Таблица 7 (продолжение)

1	2	3	4	5	6	7
Лютеций	71	5.9785	0.1560	3.5218	0.24033	2.5643
Гафний	72	5.7139	0.1965	3.4337	0.22918	2.6155
Тантал	73	5.5262	0.2117	3.4805	0.17798	2.7623
Вольфрам	74	5.4059	0.2167	3.4960	0.15509	2.8447
Рений	75	5.3445	0.0559	3.4845	0.15184	2.8627
Осмий	76	5.3083	0.0891	3.5414	0.12751	2.9608
Иридий	77	5.3418	0.0819	3.5480	0.12690	2.9658
Платина	78	5.4732	0.1484	3.6212	0.11128	3.0417
Золото	79	5.5747	0.2021	3.6979	0.09756	3.1101
Ртуть	80	5.9605	0.2756	3.7275	0.11014	3.0519
Таллий	81	6.1365	0.3491	3.8044	0.09455	3.1450
Свинец	82	6.2018	0.3776	3.8073	0.09359	3.1608
Висмут	83	6.3505	0.4152	3.8248	0.09410	3.1671
Полоний	84	6.4003	0.4267	3.8293	0.09282	3.1830
Радон	86	13.2839	1.5368	4.9889	0.20798	2.7409
Радий	88	7.0452	0.5991	3.9428	0.08804	3.2454
Актиний	89	6.3742	0.4559	3.7966	0.08567	3.2683
Торий	90	6.2473	0.4202	3.7681	0.08655	3.2610
Протакт.	91	6.0327	0.3144	3.5079	0.14770	2.9845
Уран	92	5.8694	0.2260	3.3721	0.19677	2.8171
Нептуний	93	5.8149	0.1869	3.3690	0.19741	2.8082
Плутоний	94	5.8748	0.1557	3.3981	0.20419	2.7679
Амерций	95	6.2813	0.2274	3.5021	0.20308	2.7615
Кюрий	96	6.3097	0.2484	3.5160	0.20257	2.7579
Берклий	97	6.2912	0.2378	3.5186	0.20192	2.7560

Для сложных веществ и для жидких газов параметры для определения поправки на эффект плотности вычисляются в программе согласно [25]:

$$C = -2 \ln(I/h\nu_p) - 1, \quad (11.6)$$

$\nu_p$  — плазменная частота,

$$h\nu_p = h \left( \frac{n_e e^2}{\pi m} \right)^{1/2} = 28.8 \left( \rho \sum_1^{N_e} p_i Z_i / M \right)^{1/2} \text{ эВ}, \quad m=3.$$

Параметры  $X_0$  и  $X_1$  определяются по-разному для твердых (жидких) и для газообразных веществ. Для твердых веществ и жидкостей эти параметры равны:

При  $I < 100$  эВ

$$X_1 = 2.0, \quad X_0 = \begin{cases} 0.2 & \text{при } -C < 3.681 \\ -0.326 C - 1 & \text{при } -C \geq 3.681 \end{cases}$$

При  $I \geq 100$  эВ (11.7)

$$X_1 = 3.0, \quad X_0 = \begin{cases} 0.2 & \text{при } -C < 5.215 \\ -0.326 C - 1.5 & \text{при } -C \geq 5.215 \end{cases}$$

Для газов при нормальных условиях ( $0^\circ\text{C}$ ,  $P = 1$  атм.) параметры следующие:

При  $-C < 12.25$

$$X_1 = 4, \quad X_0 = \begin{cases} 1.6 & \text{при } -C \leq 10.0 \\ 1.7 & \text{при } 10.0 < -C \leq 10.5 \\ 1.8 & \text{при } 10.5 < -C \leq 11.0 \\ 1.9 & \text{при } 11.0 < -C \leq 11.5 \\ 2.0 & \text{при } 11.5 < -C \leq 12.25 \end{cases} \quad (11.8)$$

При  $12.25 \leq -C < 13.804$

$$X_1 = 5, \quad X_0 = 2$$

При  $13.804 \leq -C$

$$X_1 = 5, \quad X_0 = -0.326 C - 2.5.$$

Для величины  $a$  из (11.5) получаем

$$a = (-C - 2 \ln(10) \cdot X_0) / (X_1 - X_0)^m. \quad (11.9)$$

Потери энергии заряженными частицами за счет испускания мягких квантов с энергией  $\omega < \omega_{\min}$  (при которой обрезается интеграл при вычислении полного сечения тормозного излучения), равны:

$$-\frac{dE^{Br}}{dX} = -\frac{N_A \rho}{M} \sum_l^{N_r} p_l \int_0^{\omega_{\min}} \frac{\omega_1 d\sigma_B^l}{d\omega_1} d\omega_1. \quad (11.10)$$

Интеграл по порядку величины равен  $\omega_{\min}/X_0$ , где  $X_0$  — радиационная единица длины.

Флуктуации ионизационных потерь непосредственно не моделируются в программе. Чтобы их учесть, нужно задать достаточно малую величину минимальной передачи энергии в  $e^-e^-$  ( $e^+e^-$ )-рассеянии.

Моделирование потерь при счете ливней организовано следую-

шим образом. Перед началом счета ливней составляются таблицы непрерывных потерь (11.1) для электронов и позитронов (для экрании времени вычислений). В задании на счет задается ограничение потерь на шаге перемещения. Потери  $\Delta T$  ограничиваются или определенной долей (в %) от  $T$ , или абсолютной величиной в МэВ. В соответствии с этим ограничением при моделировании выбирается шаг перемещения заряженных частиц.

## 12. РАДИАЦИОННАЯ ЕДИНИЦА ДЛИНЫ

Радиационная единица длины определяется в программе в соответствии с [10]:

$$\frac{1}{X_0} \left( \frac{\text{см}^2}{\text{г}} \right) = \frac{3.5 \cdot 10^{-4}}{A} \left\{ Z^2 \left[ \varphi_1(0) - \frac{4}{3} \ln Z - 4f_c \right] + Z \left[ \psi_1(0) - \frac{8}{3} \ln Z \right] \right\}, \quad (12.1)$$

где  $\varphi_1$ ,  $\psi_1$  — функции экранирования (см. §6),  $f_c$  — кулоновская поправка (6.3).

Значения радиационной единицы длины для простых веществ с  $Z = 1 \div 94$ , вычисленные согласно (12.1), приведены в табл. 8. При вычислениях использованы параметры веществ из табл. 1.

Приведенные радиационные единицы длины (в  $\text{г}/\text{см}^2$ ) согласуются с радиационными единицами [26] с точностью лучше 1% при  $Z > 4$ . При  $Z \leq 4$  это согласие на уровне нескольких процентов.

Для сложного вещества радиационная единица длины дается выражением:

$$\frac{1}{X_0} \left( \frac{\text{см}^2}{\text{г}} \right) = \frac{3.5 \cdot 10^{-4}}{M} \times \sum_1^{N_c} p_i \left\{ Z_i^2 \left[ \varphi_1(0) - \frac{4}{3} \ln Z_i - 4f_c \right] + Z_i \left[ \psi_1(0) - \frac{8}{3} \ln Z_i \right] \right\}. \quad (12.2)$$

## 13. МОДЕЛИРОВАНИЕ ПЕРЕНОСА ЧАСТИЦ

Суммарный коэффициент поглощения  $e^+$ ,  $e^-$  или фотонов равен

$$\bar{\mu} = \sum \mu_i, \quad (13.1)$$

где  $\mu_i$  — коэффициенты поглощения относительно различных процессов для частиц данного типа.

Таблица 8

## Радиационные единицы длины для простых веществ

Z	г/см <sup>2</sup>	см	Z	г/см <sup>2</sup>	см
1	62.9	1048.	51	8.70	1.30
2	94.1	495.	52	8.80	1.41
3	79.1	148.	53	8.46	1.72
4	63.9	34.6	54	8.46	3.13
5	52.5	22.2	55	8.28	4.42
6	42.6	18.8	56	8.28	2.37
7	37.9	33.2	57	8.11	1.32
8	34.1	21.8	58	7.93	1.19
9	32.8	21.9	59	7.74	1.15
10	28.9	28.9	60	7.72	1.02
11	27.7	28.5	61	7.49	1.04
12	25.0	14.3	62	7.55	1.01
13	23.9	8.87	63	7.42	1.41
14	21.8	9.34	64	7.46	0.944
15	21.1	9.61	65	7.33	0.891
16	19.4	9.72	66	7.30	0.854
17	19.2	8.74	67	7.21	0.820
18	19.5	11.8	68	7.12	0.786
19	17.3	20.1	69	7.01	0.752
20	16.1	10.4	70	7.00	1.04
21	16.5	5.52	71	6.90	0.702
22	16.1	3.55	72	6.87	0.516
23	15.8	2.59	73	6.80	0.408
24	14.9	2.08	74	6.74	0.349
25	14.6	1.96	75	6.67	0.317
26	13.8	1.75	76	6.66	0.295
27	13.6	1.53	77	6.57	0.293
28	12.6	1.42	78	6.52	0.304
29	12.8	1.43	79	6.44	0.334
30	12.4	1.74	80	6.42	0.474
31	12.4	2.11	81	6.40	0.546
32	12.2	2.29	82	6.35	0.560
33	11.9	2.08	83	6.27	0.644
34	11.9	2.64	84	6.14	0.659
35	11.4	2.71	85	6.05	6.05
36	11.3	4.63	86	6.27	1.57
37	11.0	7.18	87	6.17	6.17
38	10.7	4.22	88	6.13	1.23
39	10.4	2.32	89	6.04	0.600
40	10.2	1.56	90	6.06	0.517
41	9.89	1.15	91	5.92	0.385
42	9.77	0.956	92	5.98	0.317
43	9.55	0.831	93	5.85	0.289
44	9.45	0.762	94	5.79	0.292
45	9.24	0.744			
46	9.18	0.763			
47	8.94	0.852			
48	8.97	1.04			
49	8.82	1.21			
50	8.79	1.20			

В общем случае, когда частица, двигаясь в среде, теряет энергию, ее коэффициент поглощения меняется. Вероятность частице переместиться без взаимодействия из точки  $x_0$  в точку  $x$  равна

$$W = \exp \left[ - \int_{x_0}^x \bar{\mu}(x) dx \right]. \quad (13.2)$$

Отсюда получаем выражение для выборки случайной точки взаимодействия  $x$ :

$$\int_{x_0}^x \bar{\mu}(x) dx = - \ln \xi. \quad (13.3)$$

При моделировании переноса фотонов, поскольку их энергия не меняется, а вещество в программе EMSH считается однородным, получаем из (13.3)

$$x = x_0 - \frac{1}{\bar{\mu}} \ln \xi. \quad (13.4)$$

Траектория фотона представляется в виде прямой линии. Точка  $x$  принимается в качестве точки взаимодействия, если частица не вышла за границу блока.

При моделировании переноса электронов (позитронов) необходимо учитывать изменение их энергии в процессе перемещения, что приводит к зависимости полного молекулярного сечения взаимодействия и, следовательно,  $\bar{\mu}$  от текущего положения частицы. Кроме того, заряженные частицы испытывают многократное рассеяние. В этом случае для моделирования перемещения используется метод выравнивания сечения. Полная длина перемещения моделируется, как и для фотонов, согласно (13.4), с использованием фиктивного коэффициента поглощения  $\bar{\mu}_f = \text{const}$ , который определяется согласно (13.1) для максимального полного сечения взаимодействия в той области энергий, в которой меняется энергия частицы при перемещении. Далее, смоделированная длина перемещения разбивается на отрезки  $\Delta x$ . Длины отрезков выбираются в соответствии с ограничением на потери энергии на шаге перемещения, задаваемом в задании на счет (см. п. 11), и ограничением на средний угол многократного рассеяния ( $\theta < 0.2$  рад.). После каждого шага перемещения  $x$  энергия частицы уменьшается на величину непрерывных потерь, а вектор скорости поворачивается на

угол многократного рассеяния. После окончания перемещения проверяется соотношение

$$\bar{\mu}(x)/\bar{\mu}_r > \xi \quad ? \quad (13.5)$$

Если оно выполняется, то перемещение закончено и моделируется взаимодействие, в противном случае по формуле (13.4) моделируется новое перемещение.

В программе EMSH предусмотрена возможность расчета ливней в веществе с магнитным полем. В этом случае прямолинейные отрезки  $\Delta x$  для заряженных частиц заменяются отрезками винтовой линии. При этом перемещение частицы из точки  $x_0$  в точку  $x$  производится в соответствии с уравнениями движения (13.6), которые решаются при помощи метода Рунге-Кутты 4-го порядка:

$$\begin{cases} \frac{d\vec{r}}{d(V_m t)} = \vec{V} \\ \frac{d\vec{V}}{d(V_m t)} = k[\vec{V} \times \vec{B}] \end{cases}, \quad (13.6)$$

где  $V_m = 3 \cdot 10^{10} (1 - 1/\gamma^2)^{1/2}$  [см/с],  $k = \frac{9 \cdot 10^9 \cdot q}{E(\text{МэВ}) V_m}$ ,  $q = -1$  (+1) для электронов (позитронов)

#### 14. ВРЕМЯ СЧЕТА

Время расчета одного ливня является одной из основных характеристик монте-карловских программ. Оно зависит от величины шага перемещения заряженных частиц в веществе (обеспечивающего заданную точность моделирования ливня) и от времен обращения к подпрограммам моделирования. В таблице 9 приведены времена счета подпрограмм моделирования процессов для программы EMSH.

Были проведены расчеты ливней до полного поглощения в блоках свинца и ВГО. Из расчетов следует, что время счета одного ливня при энергии  $T$  можно оценить как

$$t[\text{с}] \sim (0.01 - 0.1) (T/T_{\min}),$$

где  $t$  — время CPU ЕС-1061,  $T_{\min}$  — минимальная кинетическая

энергия частиц ливня, которая считается одинаковой для электронов и фотонов. При расчетах ливней в веществе с магнитным полем время счета увеличивается примерно в 1.5 раза.

Таблица 9

Времена работы подпрограмм для ЕС 1061

Процесс	Вычисление сечения, мс	Моделирование продуктов, мс
Тормозное излучение	0.6	2
Аннигиляция позитронов	0.3—0.7	1—1.2
$e^+e^-$ , $e^+e^-$ -рассеяние	1.5	1—5
Рождение $e^+e^-$ -пар	0.1—0.3	0.3—0.6 ( $\omega < 100$ МэВ) 4 ( $\omega = 1—10$ ГэВ)
Комптон-эффект	0.1—0.3	1—2 ( $\omega < 100$ МэВ)
Фото-эффект	0.1—0.2	0.1—0.7
Рэлеевское рассеяние	0.1—0.5	0.4—8
Многократное рассеяние	—	0.8
Ионизационные потери	—	0.1

## 15. СРАВНЕНИЕ РАСЧЕТОВ ПО ПРОГРАММЕ EMSH С ДРУГИМИ ДАННЫМИ

Для сравнения расчетов по программе EMSH с другими данными были отобраны в основном экспериментальные работы, в которых изучалось прохождение электронов и фотонов через вещество. Кроме того, выполнен ряд сравнений с другими расчетами.

На рис. 2 показаны экспериментальные [27] и расчетные данные по прохождению электронов с энергией 50 кэВ через алюминий, как функция толщины слоя. Наряду с расчетами по программе EMSH приведены данные расчетов по программе EGS [28]. Как видно из рисунка, наш расчет находится в неплохом согласии с другими данными.

На рис. 3 сравниваются расчеты по данной программе с расчетами по программе EGS [28] углового распределения электронов, полученных после прохождения электронов с энергией 100 кэВ через слой воды толщиной 0.004 см. Данные расчетов находятся в хорошем согласии друг с другом.

На рис. 4 расчет по программе EMSH сравнивается с измерением [29] спектра электронов, полученных после отражения от

алюминиевой пластинки электронов с энергией 500 кэВ. Здесь же приведены данные расчетов по программе EGS [28]. Все данные находятся в согласии друг с другом.

На рис. 5, 6 приведены экспериментальные данные [30] для спектров электронов, полученных после прохождения электронов с энергией  $T=1$  МэВ через слой Al толщиной 0.036 см и 0.08 см. С этими данными сравниваются расчеты по нашей программе, а также по программе EGS [28]. Наблюдается удовлетворительное согласие расчетных и экспериментальных данных.

На рис. 7 приведены результаты сравнения измеренного [31] и расчетного коэффициента отражения от слоя Si толщиной 1 см, на который падают электроны с энергией 0.5—6 МэВ. Здесь же приведены данные расчетов [5]. Все данные находятся в хорошем согласии друг с другом.

На рис. 8 и 9 расчеты по программе EMSH сравниваются с измерениями [32] каскадных кривых в свинце. Эксперимент и расчет выполнены при энергии электронов 45, 130, 230 и 330 МэВ. Расчет дает несколько большее число заряженных частиц при энергии 230 и 330 МэВ. Вероятно это связано с неопределенностью в энергии обрезания  $T_{\min}$  в эксперименте ( $T_{\min}=1 \pm 0.5$  МэВ). На рис. 9 для сравнения приведена также каскадная кривая [33], измеренная в свинце для электронов с энергией 192 МэВ при  $T_{\min}=1$  МэВ.

На рис. 10 сравнивается рассчитанная по нашей программе каскадная кривая в свинце для электронов с  $E=1$  ГэВ с измерениями [34]. Порог в эксперименте равен 5 МэВ. Здесь же приводится результат расчета по программе EGS. Наш расчет хорошо согласуется с данными расчета EGS. Измеренная кривая лежит несколько ниже. Это отличие объясняется влиянием поля (1.65 кГс) в стримерной камере [4].

На рис. 11 и 12 с данными эксперимента [35] сравниваются расчеты по энерговыделению в алюминии и воде для электронов с энергией 1 ГэВ. Как видно из рисунков, расчетные и экспериментальные данные хорошо согласуются друг с другом.

На рис. 13 сравниваются измеренная [36] и расчетная плотность выделения энергии в свинце электронами с энергией 6 ГэВ. Как видно из рисунка, экспериментальные и расчетные данные удовлетворительно согласуются друг с другом.

На рис. 14 рассчитанная по программе EMSH каскадная кривая в свинце для электронов с энергией  $E=10$  ГэВ сравнивается с результатами измерений [37] при пороге  $T_{\min}=1$  МэВ. В этой



работе ливневая кривая была получена при помощи сэндвича, состоящего из слоев свинца и сцинтиллятора. Число частиц определялось как отношение выделившейся в сцинтилляторе энергии к средним потерям от электронов с энергией 7.4 МэВ (критическая энергия в свинце). При таком методе определения числа частиц оно получается завышенным, так как не учитывается  $\langle \cos \theta \rangle$  частиц относительно оси ливня. Это завышает измеренное число частиц примерно в 1.5 раза за максимумом каскадной кривой. С учетом этого фактора согласие расчета с экспериментом удовлетворительное.

На рис. 15 каскадная кривая в свинце для электронов с энергией  $E = 512$  ГэВ, рассчитанная по программе EMSH, сравнивается с результатом работы [37]. Порог по энергии  $T_{\min} = \omega_{\min} = 20$  МэВ. Кривая [37] получена при помощи аналитической теории с учетом экспериментального поправочного фактора. Данные [37] превышают расчет в 2—3 раза. Видимо, это отличие связано с завышением числа заряженных частиц в эксперименте [37].

В целом, проведенное сравнение показывает, что, как правило, имеется хорошее согласие (на уровне 10 %) результатов расчетов по программе EMSH различных характеристик электромагнитных ливней с экспериментальными данными и другими расчетами. Это позволяет использовать программу EMSH для решения достаточно большого круга задач, связанных с прохождением электронов и фотонов через вещество.

Автор благодарен А.Д. Букину за полезные обсуждения.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. *H. Nagel*, Zeits. für Phys. 186 (1965) 319.
2. *M.J. Berger, S.M. Seltzer*, NBS-9836 (1968).
3. *H. Messel D.F. Crowford*. Electron-photon shower distribution function. N.Y. Pergamon Press, 1970.
4. *W.R. Nelson et al.* The EGS4 Code-System. SLAC-265. Dec.1985.  
*R.L. Ford, W.R. Nelson*. The EGS Code System, SLAC-210. June 1978.
5. *S. Uehara*. NIM B14 (1985) 559.
6. *Ф. М. Израйлев, В.С. Сынах, В.А. Таюрский, Б.В. Чириков, В.Ф. Шмаков*. Препринт ИЯФ СО АН СССР 63-73. Новосибирск, 1973.
7. *А.Д. Букин и др.* Препринт ИЯФ СО АН СССР 84-33. Новосибирск, 1984.
8. *S.M. Seltzer, M.J. Berger*. NIM B12 (1985) 95.
9. *L. Kissel et al.* At. Data and Nucl. Data Tables 28 (1983) 381.
10. *Y. Tsai*. Rev. Mod. Phys. 46 (1974) 815.
11. Экспериментальная ядерная физика/Под редакцией Э.Сегре. т.1. Москва, 1955.
12. *В. Гайтлер*. Квантовая теория излучения. — М.: ИЛ, 1956.

13. В.Б. Берестецкий и др. Квантовая теория поля. т.1. М.: Наука, 1968.
14. Э. Сторж, Х. Израэль. Сечения взаимодействия гамма-излучения. М.: Атомиздат, 1973.  
О.Ф. Немец, Ю.В. Гофман. Справочник по ядерной физике. Киев.: Наукова думка, 1975.
15. E. Massaro, G. Matt. NIM A251 (1986) 546.
16. C. Hastings Jr. Approximations for digital computers (Princeton university press. Princeton, 1955), p.154.
17. У. Фано, Л. Спенсер, М. Бергер. Перенос гамма-излучения. — Госатомиздат, 1963.
18. C.M. Davisson, R.D. Evans. Rev. Mod. Phys. 24 (1952) 79.
19. J.H. Hubbel and I. Overbo. J. Chem. Ref. Data. 1979, v.8, N.1.
20. G. Molier. Z. Naturf. 3a (1948) 78.  
H.A. Bethe. Phys. Rev. 89 (1953) 1256.
21. W.T. Scott. Rev. Mod. Phys. 35 (1963) 231.
22. A.O. Hanson. Phys. Rev. 84 (1951) 634.
23. R.M. Sternheimer. Phys. Rev. 88 (1952) 851.
24. R.M. Sternheimer. At. Data and Nucl. Data Tables 30 (1984) 262.
25. R.M. Sternheimer. Phys. Rev. B3 (1971) 3681.
26. Rev. Mod. Phys. V.56, N 2, Part II, 1984.
27. G. Dupoy et al. Compt. Rendu 260 (1965) 6055.
28. D.W.O. Rogers. NIM 227 (1984) 535.
29. J. Jaschik et al. NIM 79 (1970) 240.
30. H.D. Rester et al. J. Appl. Phys 41 (1971) 714.
31. T. Tabata et al. NIM 94 (1971) 509.
32. O.A. Займидорога и др. ЖЭТФ 51 (1966) 749.
33. H. Lengler et al. Zeits fur Phys. 175 (1963) 283.
34. D.J. Dracey et al. Phys. Rev. 171 (1968) 310.
35. C.J. Crannell, H. Crannell. Phys. Rev. 184 (1969) 426.
36. G. Bathow et al. Measurements of the longitudinal and lateral development of electromagnetic cascades in lead, copper and aluminum at 6 GeV. — Preprint DESY 63/39. October 1959.
37. D. Muller, Phys. Rev. D5 (1972) 2677.

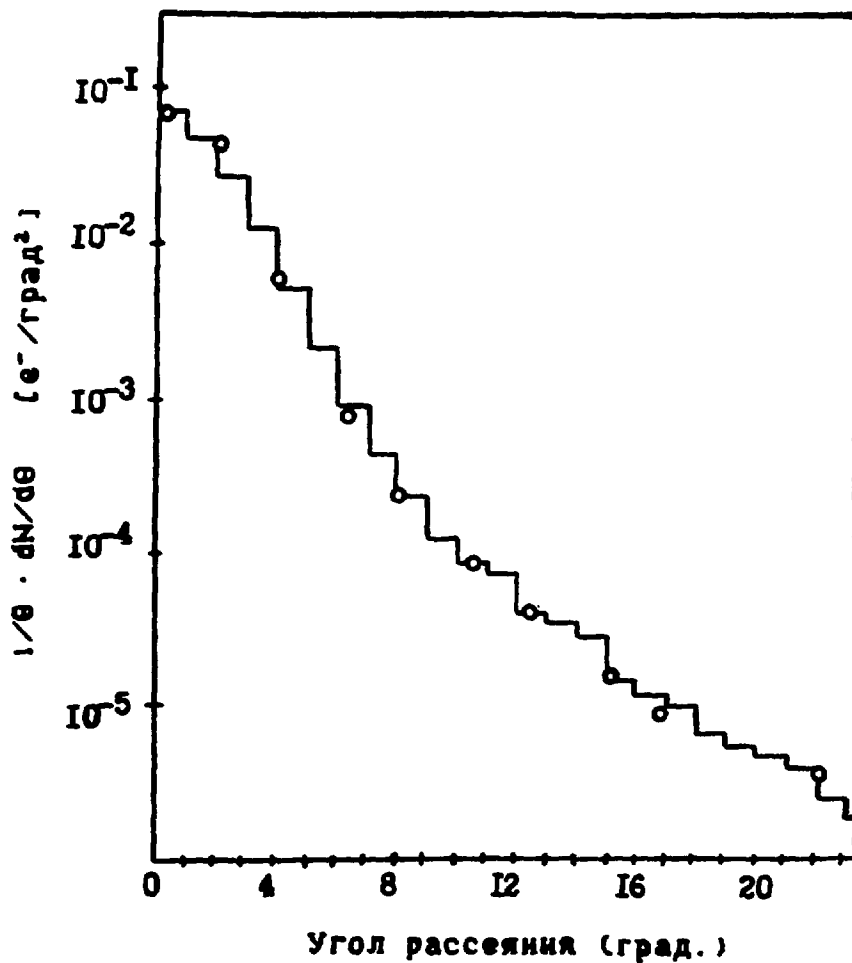


Рис. 1. Многократное рассеяние электронов с энергией  $T=15.7$  МэВ в золотой фольге толщиной  $18.66 \text{ мг/см}^2$ .  
 ○ — эксперимент [22], ломаная линия — моделирование.

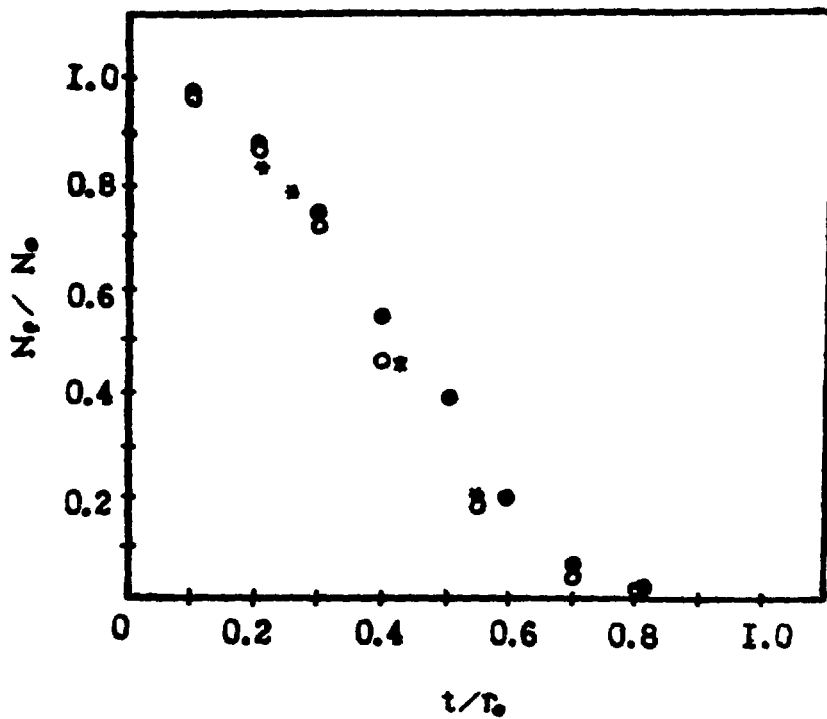


Рис. 2. Доля электронов, прошедших алюминиевую фольгу, в зависимости от ее толщины.  $T=50$  кэВ,  $T_{\min}=10$  кэВ,  $\omega_{\min}=\Delta_{\min}m=1$  кэВ,  $\Delta T/T \leq 1\%$ ,  $r_0=0.0021$  см.  
 \*— Эксперимент [27],  $\circ$ — расчет по программе EGS [28],  $\bullet$ — расчет по программе EMSH.

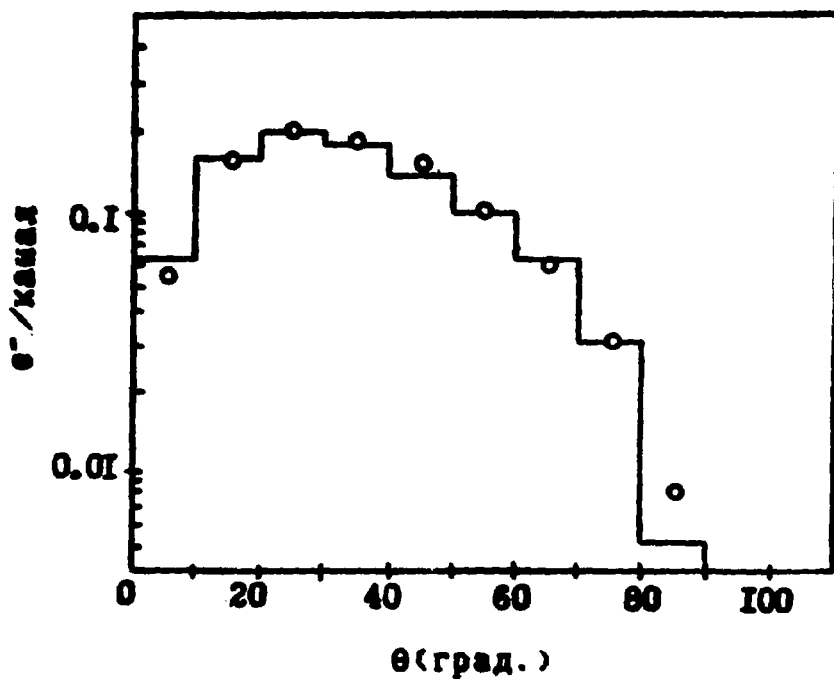


Рис. 3. Угловое распределение электронов, прошедших через слой воды толщиной 0.004 см.  $T = 100$  кэВ,  $T_{min} = \omega_{min} = \Delta_{min} m = 10$  кэВ,  $\Delta T/T \leq 1\%$ .  
 ○ — Расчет по программе EGS [28], ломаная линия — расчет по программе ESMH.

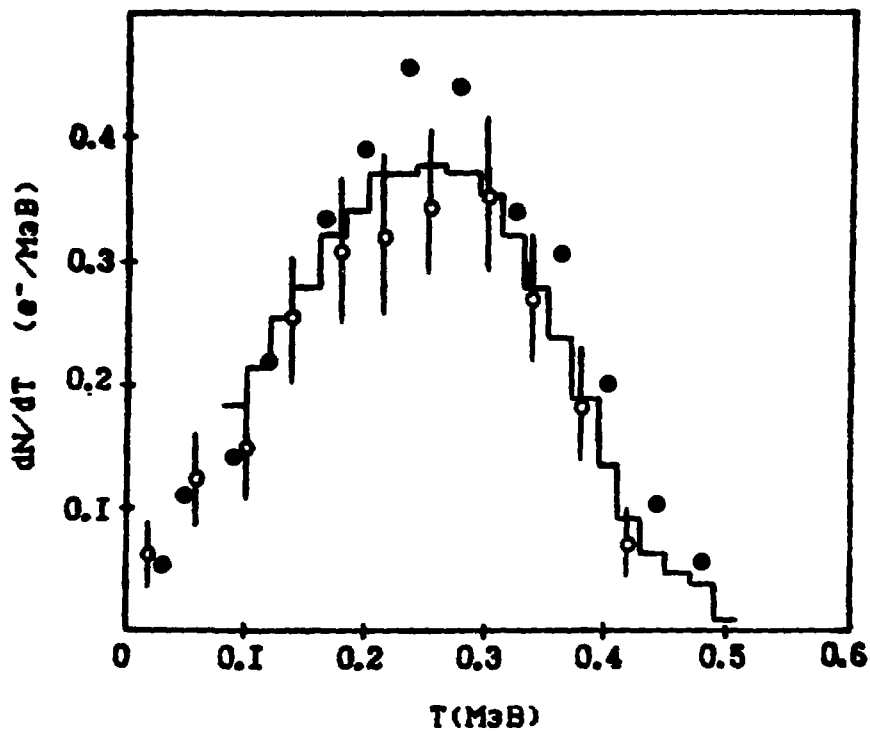


Рис. 4. Спектр электронов, отраженных от слоя Al.  $T=500$  кэВ,  $T_{\min}=\omega_{\min}=10$  кэВ,  $\Delta_{\min}m=1$  кэВ,  $\Delta T/T \leq 1\%$ .  
 ломаная линия—эксперимент [29], ●—расчет по программе EGS [28], ○—расчет по данной программе.

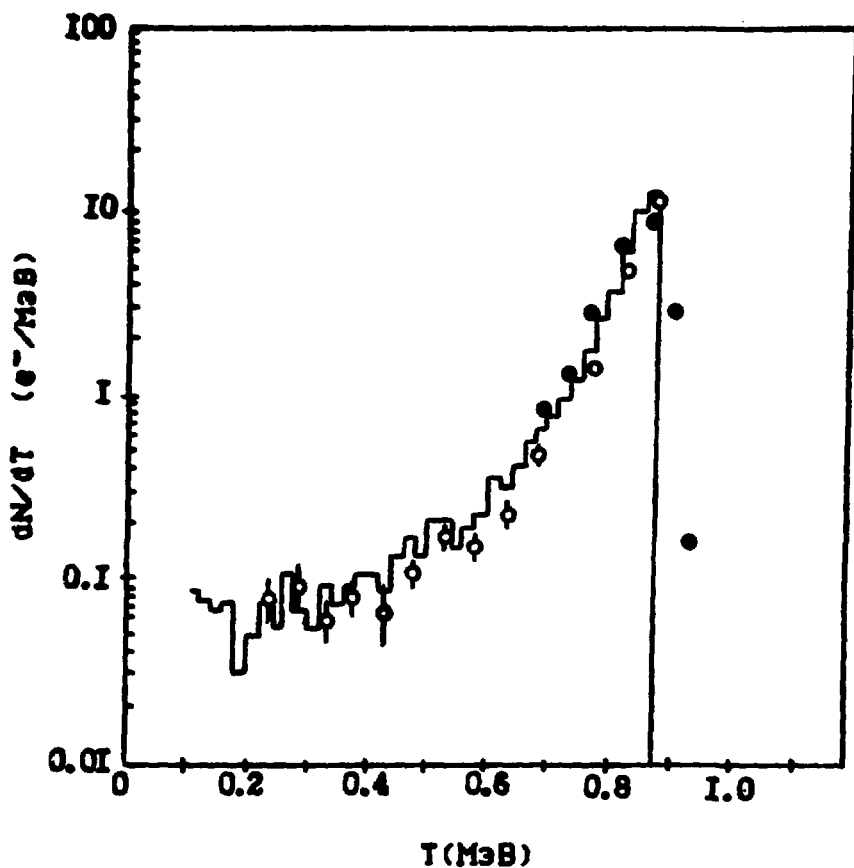


Рис. 5. Энергетический спектр электронов, прошедших через алюминиевую фольгу толщиной 0.036 см.  $T = 1$  МэВ,  $T_{\min} = \omega_{\min} = 40$  кэВ,  $\Delta_{\min} m = 10$  кэВ,  $\Delta T/T \leq 1\%$ .  
 ● — эксперимент [30], ломаная линия — расчет по программе EGS [28], ○ — расчет по программе EMSH.

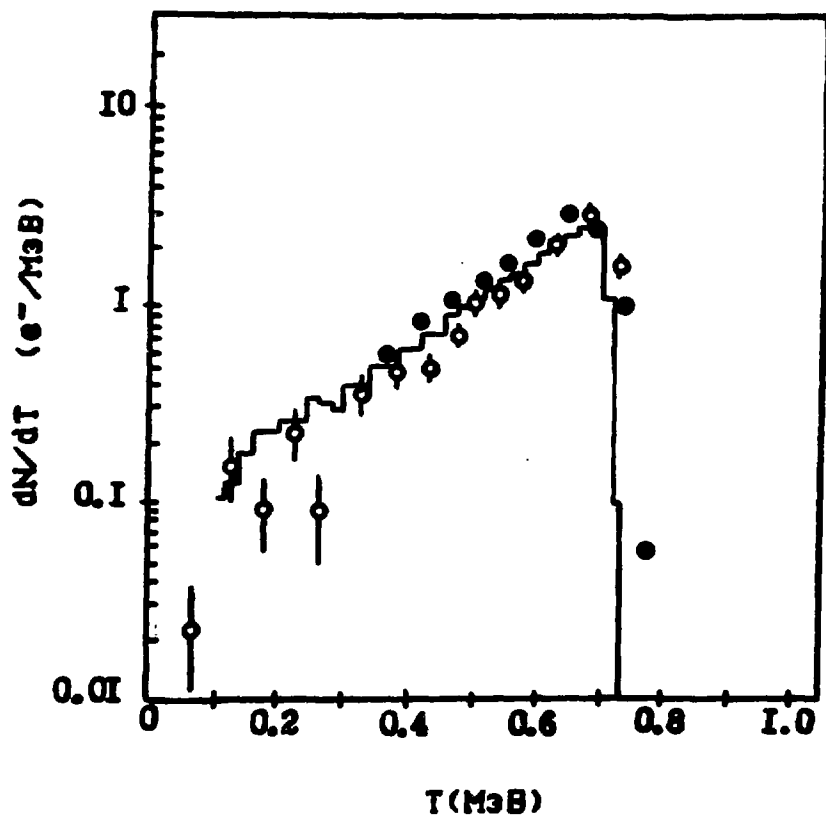


Рис. 6. Энергетический спектр электронов, прошедших через алюминиевую фольгу толщиной 0.08 см.  $T = 1$  МэВ,  $T_{min} = \omega_{min} = 40$  кэВ,  $\Delta_{min} m = 10$  кэВ,  $\Delta T/T \leq 1\%$ .  
 ● — эксперимент [30], ломаная линия — расчет по программе EGS [28], ○ — расчет по данной программе.



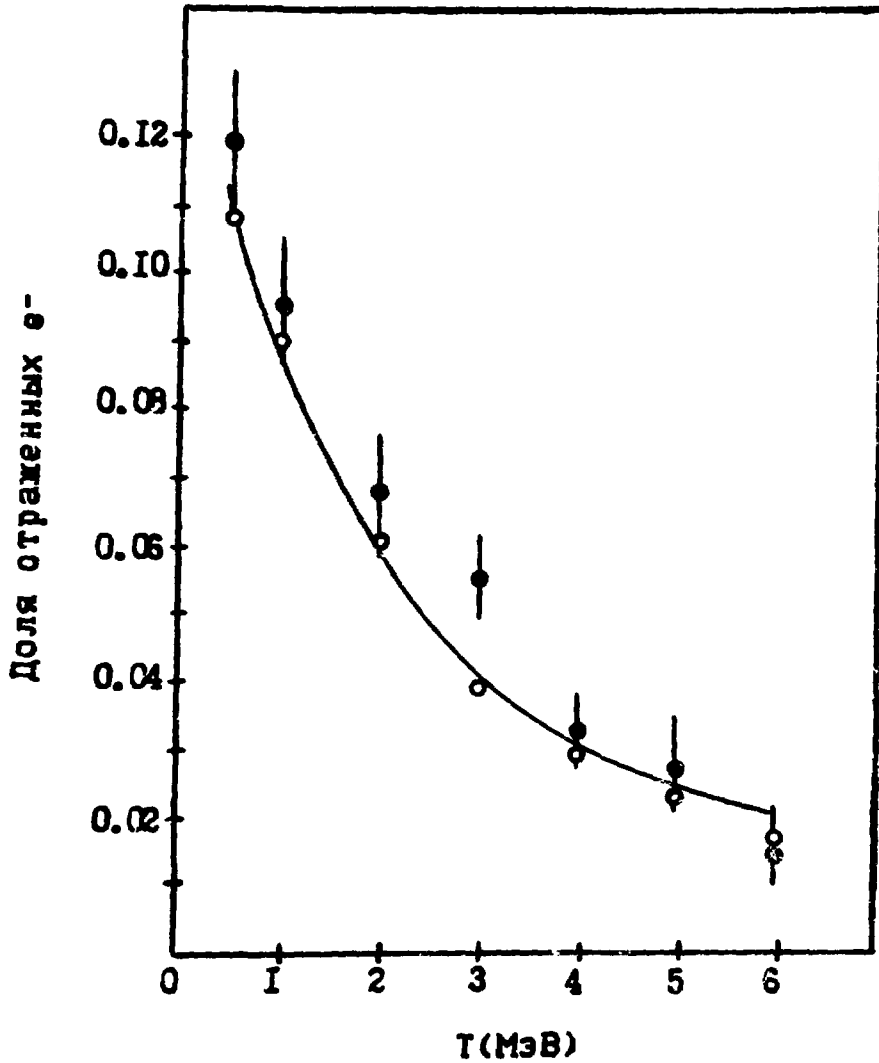


Рис. 7. Доля электронов, отраженных от слоя кремния толщиной 1 см, в зависимости от энергии падающей частицы.  $T_{\min} = \omega_{\min} = \Delta_{\min} m = 10$  кэВ,  $\Delta T/T \leq 2\%$ . — эксперимент [31],  $\circ$  — расчет по программе [5],  $\bullet$  — расчет по программе EMSH.

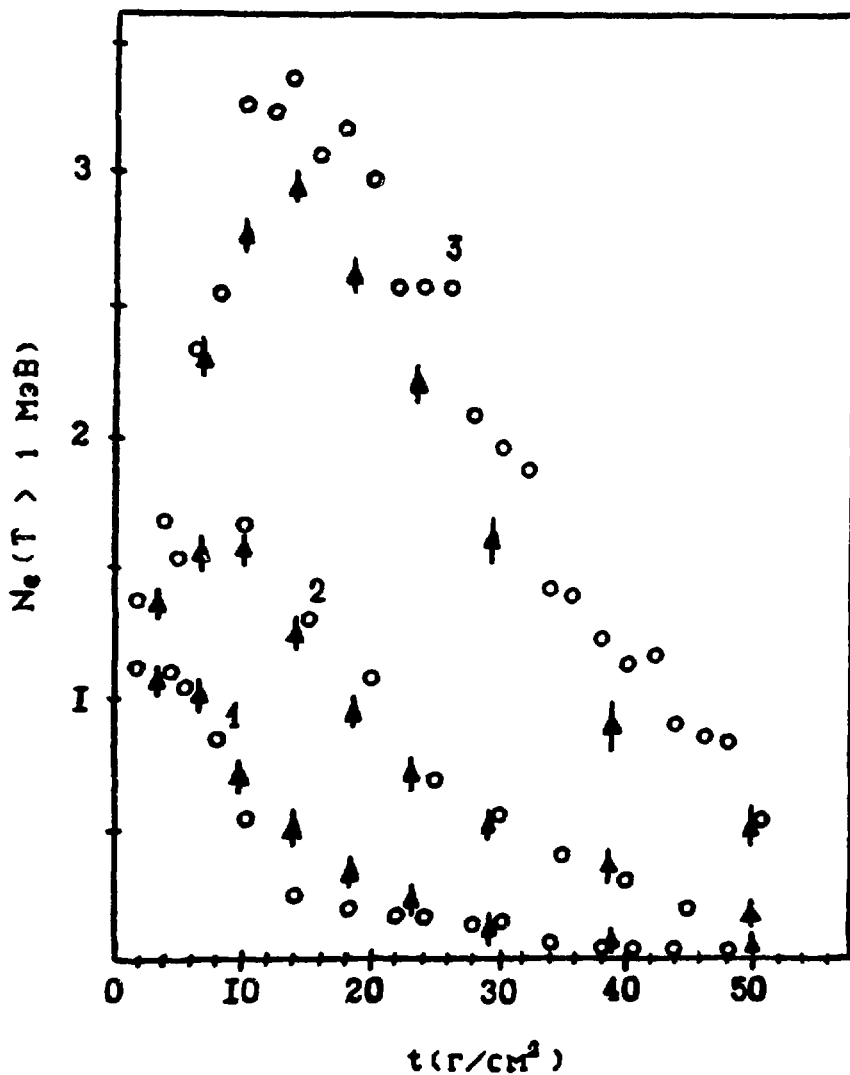


Рис. 8. Каскадные кривые в свинце для электронов с энергией 45 (1), 130 (2), 330 МэВ (3).  $T_{\min} = \omega_{\min} = \Delta_{\min} m = 1$  МэВ,  $\Delta T/T \leq 10\%$ .  
 ▲ — Эксперимент [32], ○ — моделирование по программе EMSH,  $0 < 180^\circ$  ( $\theta$  — угол электрона относительно оси ливня).

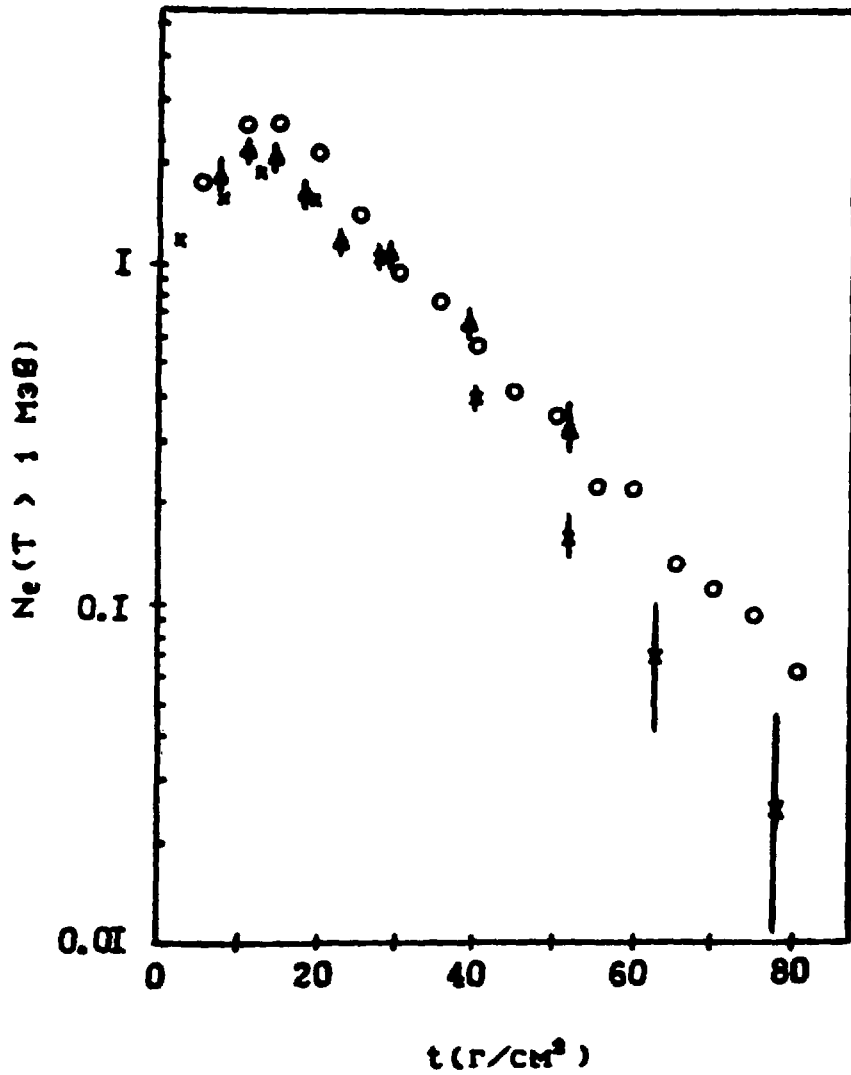


Рис. 9. Каскадные кривые в свинце для электронов с энергией 230 МэВ.  
 $T_{\min} = \omega_{\min} = 1 \text{ МэВ}$ ,  $\Delta_{\min} m = 1 \text{ МэВ}$ ,  $\Delta T/T \leq 10\%$ ,  $\theta < 180^\circ$ .  
 ▲ — Эксперимент [32], × — эксперимент [33], ○ — моделирование по программе EMSH.

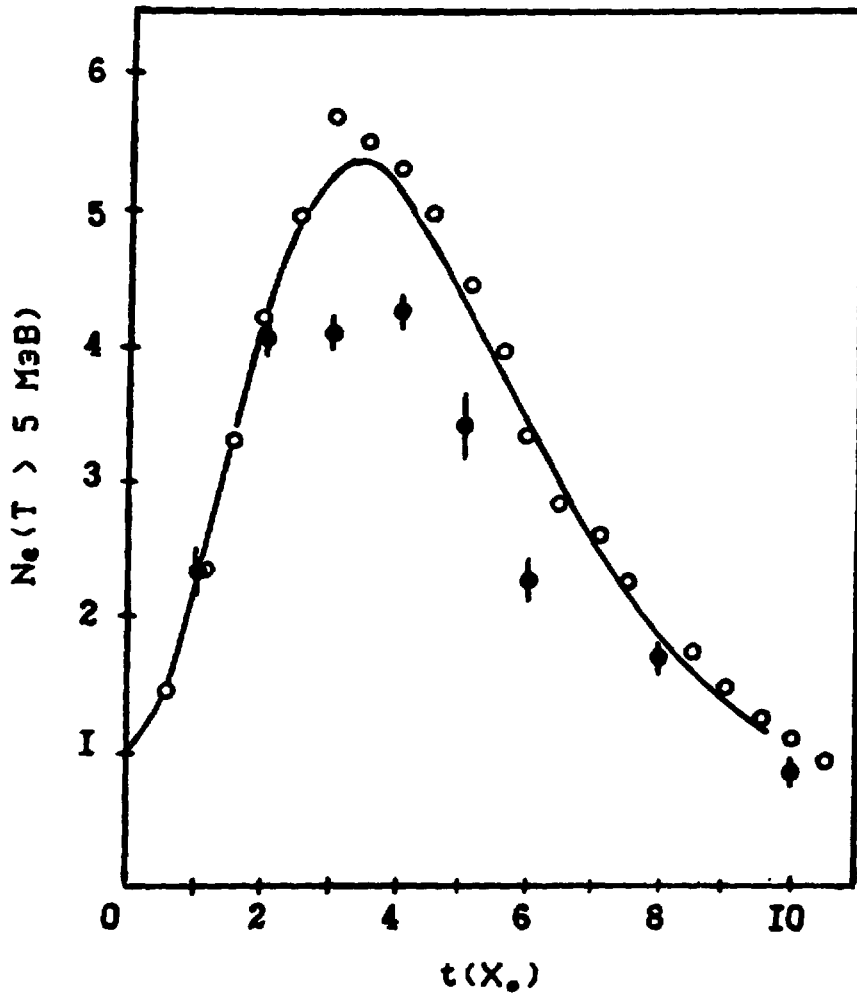


Рис. 10. Каскадная кривая в свинце для электронов с энергией 1 ГэВ.

$$T_{\min} = \omega_{\min} = \Delta_{\min} m = 5 \text{ МэВ. } \Delta T/T \leq 10\%.$$

● — Эксперимент [34], — — расчет по программе EGS [4], ○ — расчет по данной программе.

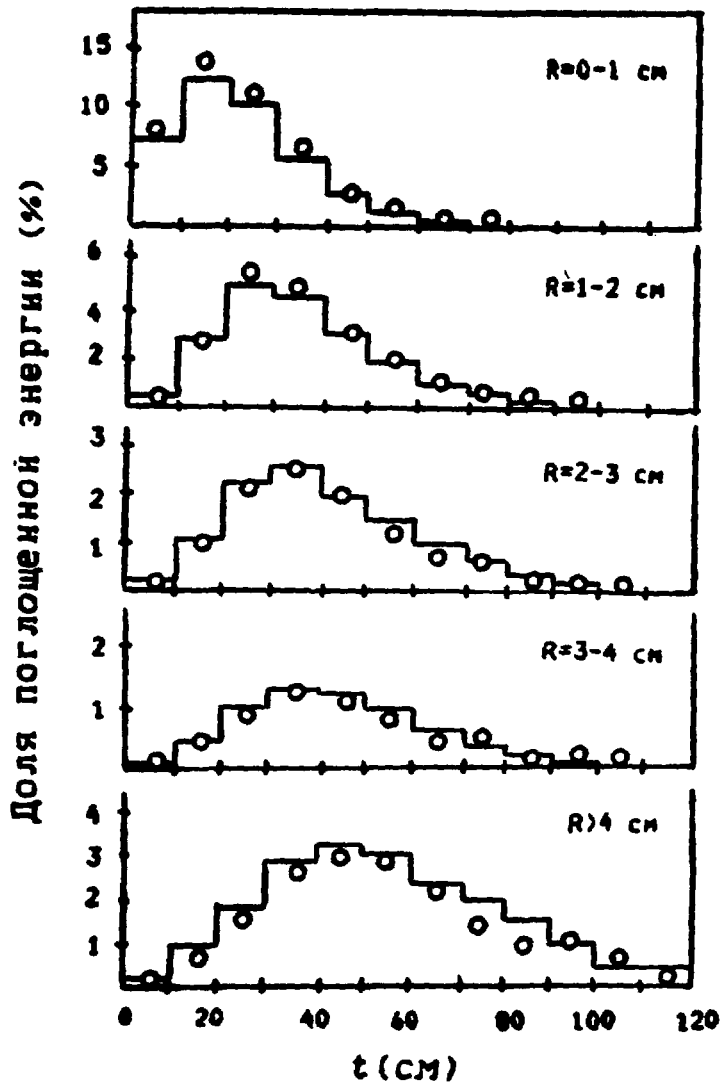


Рис. 11. Энерговыведение в алюминии для электронов с энергией 1 ГэВ.  
 Ломаная линия — эксперимент [35];  $\circ$  — расчет по программе ESMH  $T_{\min} = 1$  МэВ,  
 $\omega_{\min} = 0.2$  МэВ,  $\Delta_{\min} m = 1$  МэВ,  $\Delta T/T \leq 20\%$ .

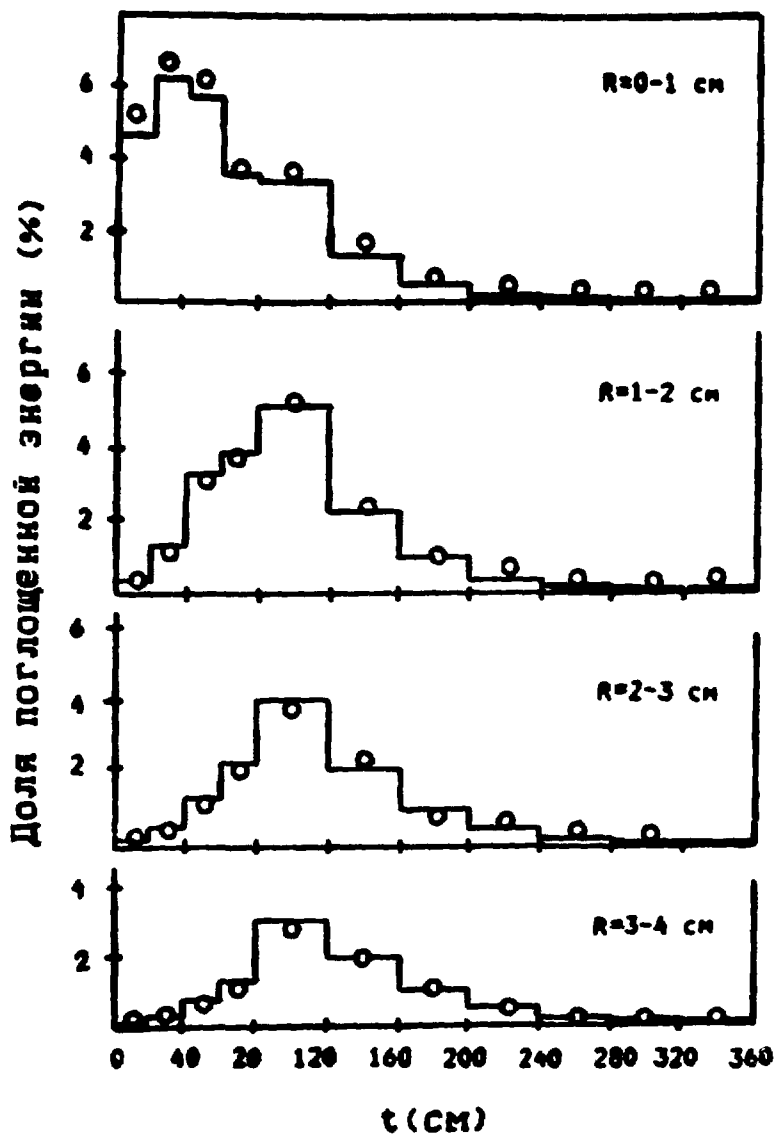


Рис. 12. Энерговыведение в воде для электронов с энергией 1 ГэВ.  
 Ломаная линия — эксперимент [35],  $\circ$  — расчет по программе EMSH  
 $T_{\min} = 1$  МэВ,  $\omega_{\min} = 0.2$  МэВ,  $\Lambda_{\min} m = 1$  МэВ,  $\Delta T/T \leq 20\%$ .

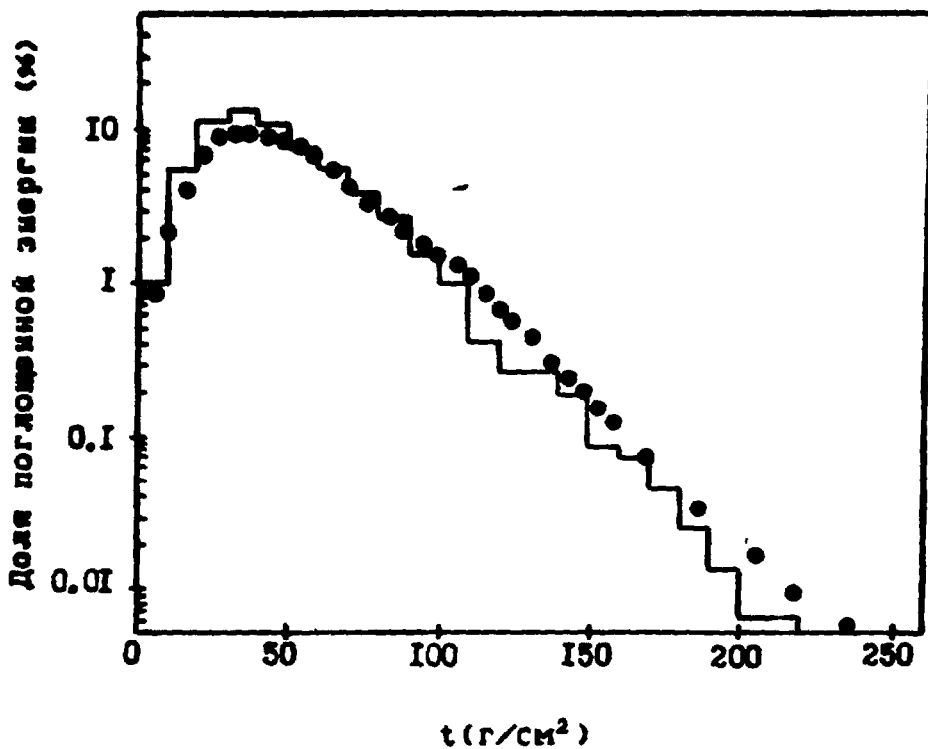


Рис. 13. Энерговыведение в свинце для электронов с энергией 6 ГэВ.

● — Эксперимент [36], ломаная линия — расчет по программе ESMH.

$T_{\min} = \omega_{\min} = \Delta_{\min} m = 1 \text{ МэВ}$ ,  $\Delta T/T \leq 10\%$ .

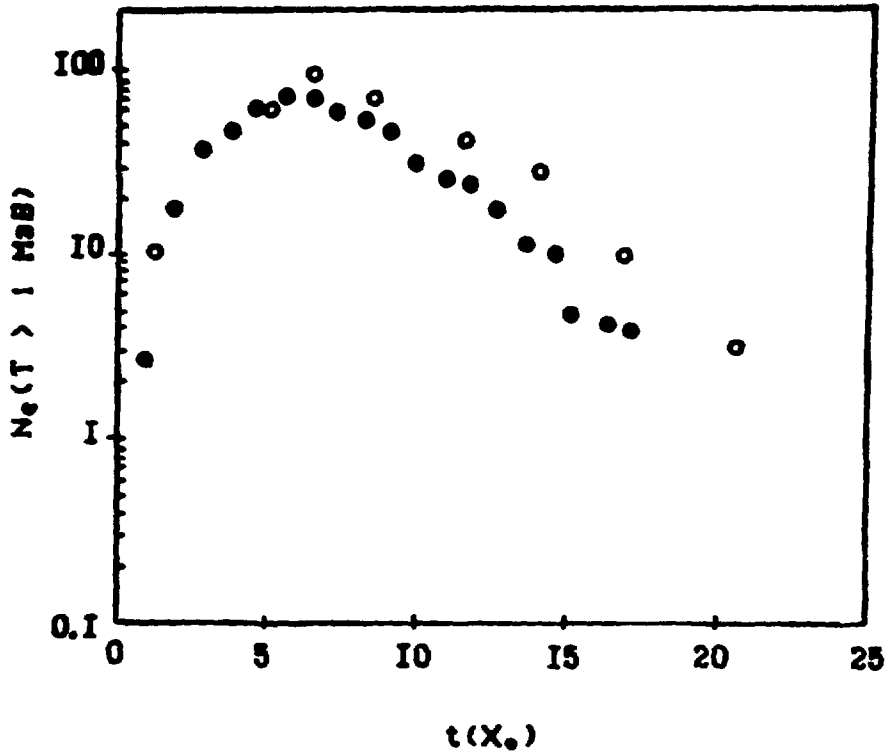


Рис. 14. Каскадная кривая в свинце для электронов с энергией 10 ГэВ:  
 ○ — Эксперимент [37], ● — расчет по данной программе при  $T_{\min} = \omega_{\min} = \Delta_{\min} m = 1 \text{ МэВ}$ ,  
 $\Delta T/T \leq 10\%$ .



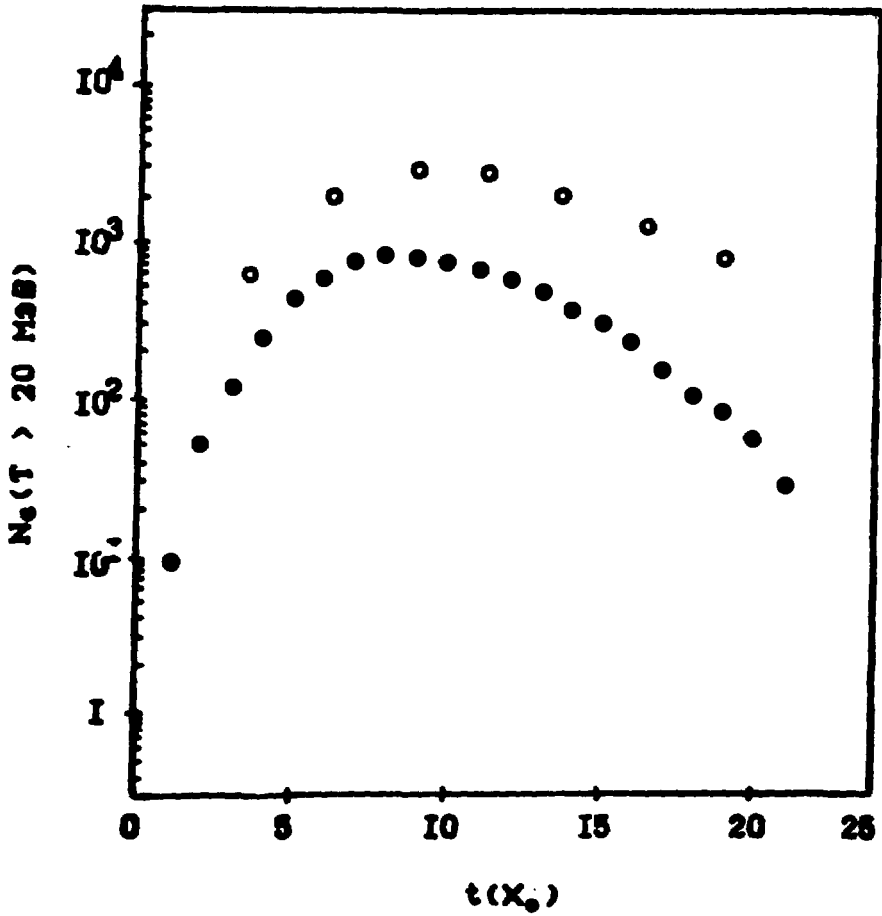


Рис. 15. Каскадная кривая в свинце для фотонов с энергией 512 ГэВ:  
 ○ — Данные [37], ● — расчет по программе EMSH при  $T_{min} = \omega_{min} = \Delta_{min} m = 20 \text{ МэВ}$ ,  
 $\Delta T/T \leq 10\%$ .

## Содержание

	стр
1. Введение . . . . .	3
2. Обозначения. Параметры вещества . . . . .	4
3. Тормозное излучение . . . . .	7
4. Аннигиляция позитронов . . . . .	9
5. Электрон- (позитрон)-электронное рассеяние . . . . .	10
6. Рождение $e^+e^-$ -пар фотонами . . . . .	12
7. Комptonовское рассеяние на электронах атомов . . . . .	15
8. Фотоэффект . . . . .	16
9. Рэлеевское рассеяние. . . . .	17
10. Многократное рассеяние заряженных частиц . . . . .	19
11. Непрерывные (ионизационные и тормозные) потери энергии $e^-$ и $e^+$ . . . . .	21
12. Радиационная единица длины . . . . .	26
13. Моделирование переноса частиц . . . . .	26
14. Время счета . . . . .	29
15. Сравнение расчетов по программе EMSH с другими данными . . . . .	30
16. Литература. . . . .	32

*В.А. Таюрский*

**EMSH — программа расчета  
прохождения через вещество  
электронов и фотонов  
при энергии 10 кэВ — 1 ТэВ**

Ответственный за выпуск С.Г.Попов

---

Работа поступила 24 января 1989 г.  
Подписано в печать 15.02. 1989 г. МН 12007  
Формат бумаги 60×90 1/16 Объем 3,4 печ.л., 2,7 уч.-изд.л.  
Тираж 150 экз. Бесплатно. Заказ № 16

---

*Набрано в автоматизированной системе на базе фото-  
наборного автомата ФА1000 и ЭВМ «Электроника» и  
отпечатано на ротапинтере Института ядерной физики  
СО АН СССР,  
Новосибирск, 630090, пр. академика Лаврентьева, 11.*