

Расчет характеристик ограниченных пучков
тормозного излучения за толстыми слоями
поглотителей

Воробьев В.А., Гавкалов Ю.Д., Тарасов Г.П.

Представлена объединенным семинаром секторов
ДСМ и МРД НИИ ЭИ

1. Ограниченные пучки тормозного излучения находят применение во многих областях прикладной физики. Количественные характеристики таких пучков при прохождении слоев материала, как правило, эффективно получают расчетным путем. Нами была разработана программа для М-20, пригодная для совместного вычисления "любых" характеристик пучка тормозного излучения, являющихся функционалами от спектрального распределения интенсивности на оси пучка за слоем поглотителя. Программа позволяет одновременно проводить расчет для 5 радиусов облучаемого пучка за 5 толщинами.

2. Используемый расчетный алгоритм состоит в следующем. Спектральное распределение интенсивности нерассеянного излучения вычисляется по монолиниям численным методом; спектральное распределение рассеянного излучения (для каждой толщины и радиуса) оценивается методом Монте-Карло с использованием эффективных модификаций, которые сводятся к следующему.

а) Используется метод плотности столкновений; плотность столкновений оценивается с помощью "выборки по важности", причем смещению подвергается как начальное (по Шиффу) распределение с использованием предложенного нами множителя $q(E)$, так и плотность вероятности перехода способом экспоненциального преобразования [1, 3].

б) Применяется аналитическое осреднение поглощения и рождения аннигиляционных квантов.

в) Используется принцип взаимности, то есть начала всех траекторий "разыгрываемых квантов" берется в точке передней

границы слоя на оси пучка, а вклады регистрируются за соответствующими толщинами H_l в кругах F_{csj} радиуса r_j облучающих пучков.

Вклад в компоненту спектра интенсивности рассеянного излучения, приписываемый одному дереву смоделированных траекторий, имеет вид:

$$\xi_k^i = \sum_{j=1}^{N_k-1} [T_{jk}^i + 2 \sum_{l=0}^{N_{jk}-1} T_{ejk}^i], \quad (1)$$

где суммирование по j учитывает парциальные вклады от j -го столкновения по стволу дерева траекторий, а суммы по l учитывают вклады от рожденных в j -ом столкновении аннигиляционных квантов (для упрощения траектории обоих рожденных квантов объединялись). Здесь

$$T_{jk}^l = E_j Q_{jk} P_j^l \frac{1}{|\cos \theta_j|} \quad (2)$$

Q_{jk} - вес, P_j^l - вероятность попадания кванта из точки столкновения r_j в элемент $(F_c \Delta E_l)$ без столкновений. Начальное распределение $J_0(E)$ смещается с помощью функции

$$q(E) = C \cdot \exp[-\mu(E)H] \cdot E, \quad (3)$$

так что весовой множитель для устранения этого смещения имеет вид

$$w_0^k = \frac{\alpha}{E_k \exp[-\mu(E_k)H]}. \quad (4)$$

При этом коэффициент α с учетом нормировки на 1 Мэв/см^2 падающего излучения вычисляется

$$\alpha = \frac{\int J_0(E) \exp[-\mu(E)H] dE}{\int J_0(E) dE}. \quad (5)$$

Здесь $J_0(E)$ - начальное распределение интенсивности. Весовые множители устранения смещения переходных вероятностей (при мультипликативной форме экспоненциального преобразования) имеет вид

$$\beta_e = \frac{C^s (E_{e-1})}{1 - \gamma \cdot \cos \theta_{e-1}} \exp[-\mu(E_{e-1}) \gamma \Delta Z_e], \quad (6)$$

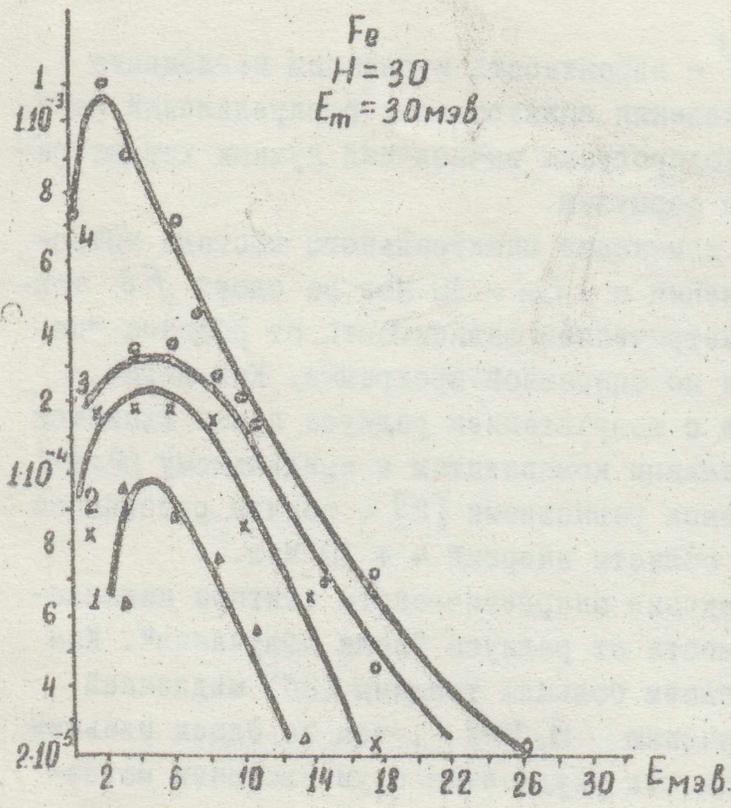


Рис. 1.

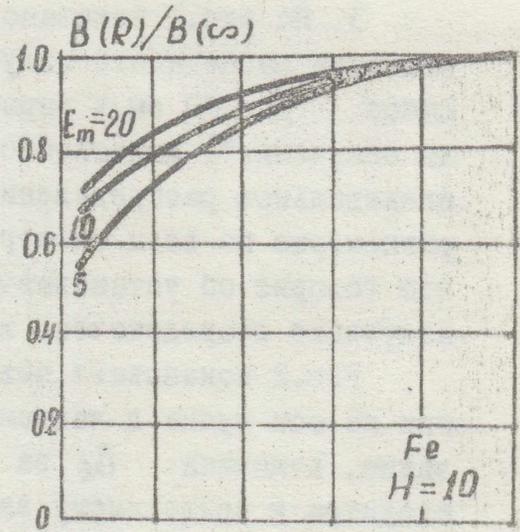


Рис. 2а.

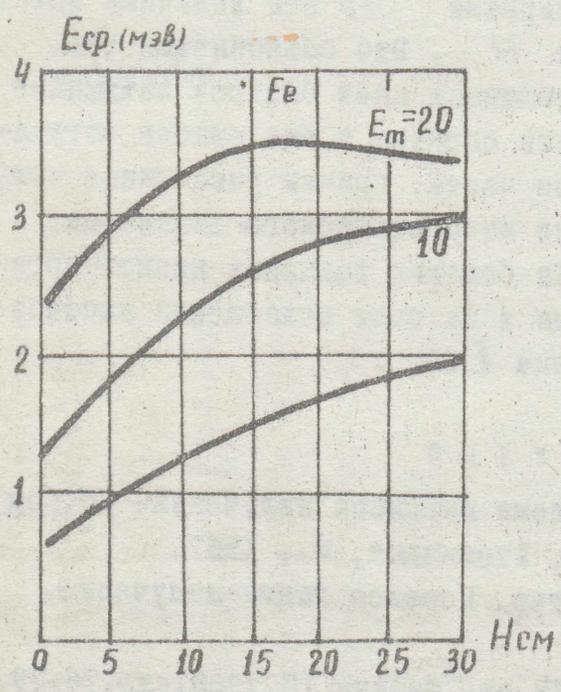


Рис. 3.

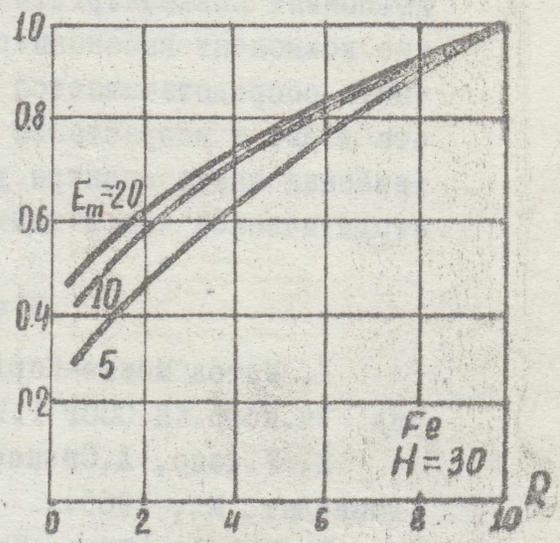


Рис. 2б.

где $\gamma = 0,6 + 0,8$, C^s - вероятность избежания поглощения в столкновении. После вычисления спектральных распределений работает блок обрабатывающих подпрограмм вычисления нужных характеристик пучка по квадратурным формулам.

3. На рис.1 показано изменение спектрального состава интенсивности рассеянного излучения с $E_m = 30$ Мэв за слоем Fe толщиной $H = 30$ см в параметрической зависимости от радиуса "поля облучения", вычисленное по описанной программе. Как видно, спектральное распределение с возрастанием радиуса пучка сходится равномерно по всем спектральным компонентам к предельному ($R = \infty$), что говорит об установившемся равновесии [2], причем рассеянное излучение сосредоточено в области энергий $4 + 10$ Мэв.

Рис.2 показывает поведение энергетического фактора накопления на оси пучка в зависимости от радиуса "поля облучения". Как видно, величина V_E за слоем большей толщины (2б) медленней сходится к предельному значению $V_E(\infty)$, чем за слоем меньшей толщины (2а), причем сходимость ухудшается с уменьшением максимальной энергии в спектре.

На рис.3 приведена зависимость средней энергии в полном спектре прошедшего излучения для широкого пучка тормозного излучения от толщины слоя Fe, при первичном распределении, усеченном снизу на уровне 0,05 Мэв. Для случаев начальных распределений с $E_m \geq 15 + 20$ Мэв и материала Fe эта величина может достигать максимума при некотором H . Это объясняется тем, что для таких спектров на малых толщинах идет быстрое затухание компонент низкоэнергетической части спектра и еще слабое затухание компонент высокоэнергетической части, причем рассеянное излучение сосредотачивается в середине энергетического диапазона, что ведет к возрастанию $E_{ср}$. На больших толщинах низкоэнергетическая часть спектра уже затухла и за счет ослабления высокоэнергетической части идет уменьшение $E_{ср}$.

Л и т е р а т у р а

1. Метод Монте-Карло в проблеме переноса излучений. Сб. под ред. чл.корр.АН СССР Г.И.Марчука, Атомиздат, М., 1967.

2. У.Фано, Л.Спенсер, М.Бергер. Перенос гамма-излучения. Атомиздат, М., 1963.

3. Г.А.Михайлов. Известия ВУЗ.ов, Физика 10, 1968, стр.76+79.