

Разработка коллиматоров пучков высоких энергий и больших интенсивностей

И.А. Язынин, И.И. Дегтярев, Э.А. Меркер
ГНЦ РФ Институт физики высоких энергий, Протвино, Россия

Введение

В последние годы наблюдается тенденция к увеличению энергии и интенсивности пучков эксплуатируемых и разрабатываемых (TESLA, LHC) ускорителей. В процессе работы ускорителей имеются значительные (до нескольких процентов) потери пучка, которые необходимо локализовать системами локализации потерь с целью предотвращения разрушения оборудования.

В работе уделяется внимание выбору материала коллиматоров и их конструкций, даются аналитические оценки максимально возможной перехватываемой интенсивности и приводятся результаты численного расчета, полученные комплексами программ SCRAPER, RTS&T [1, 2]. В современных ускорителях процесс локализации потерь пучка носит импульсный характер, а так как допуск на импульсный разогрев материала значительно ниже стационарного, то исследуется и мгновенный разогрев коллиматора. Также приводятся оценки габаритов коллиматоров, оптимальные в аспекте поглощения наибольшей части локализуемой энергии, и исследуется влияние размеров пучка на разогрев поглотителя в зависимости от общепринятых распределений энерговыделения точечного пучка.

1. Цилиндрический поглотитель

Типично коллиматор состоит из поглотителя, выполненного из радиационно-стойкого материала, системы теплоотвода, примыкающей к боковой поверхности поглотителя, и окружающей защиты. Наиболее простой подход к исследованию процессов, происходящих в коллиматорах, состоит в первоначальном рассмотрении цилиндрического поглотителя с падающим радиально-распределенным пучком, центр которого совпадает с его осью (рис. 1). Тогда распределение энерговыделения и температуры в поперечной плоскости будет зависеть только от одного параметра – радиуса r . Продольный размер поглотителя, как будет показано

далее, выбирается значительно больше поперечного, поэтому нестационарную задачу разогрева поглотителя можно рассматривать отдельно в каждом поперечном сечении поглотителя. Зная нормированную плотность энерговыделения, поперечное распределение и временную структуру сброса пучка, материал и размеры поглотителя, можно найти его разогрев в процессе работы ускорителя. Точка с максимальной плотностью накапливаемой энергии будет лежать на оси поглотителя вблизи максимального продольного энерговыделения каскада. В случае ЭМ-ливня $Z_{\max}(E_0) = 1.01 \cdot (\ln(E_0/E_c) - 1)L_r$, и

$(dE/dz)_{\max} = M \cdot (dE/dz)_{\min}$, где $M(Z_{\max}, E_0) = 0.31 \cdot E_0/E_c \cdot (\ln(E_0/E_c) - 0.37)^{-1/2}$ – множественность каскада, зависящая от энергии падающего пучка E_0 и критической энергии рассматриваемого материала E_c . Область энерговыделения в поперечной плоскости характеризуется мольеровским радиусом $R_M = 21.2 \text{ МэВ} \cdot L_r/E_c$, где L_r – радиационная длина. Общепринятые экспериментальные и теоретические оценки выхода энергии из цилиндрического поглотителя радиусом $r = 1, 2$ и $3.5 R_M$ составляют соответственно $\sim 10, 5$ и 1% . Длина коллиматора определяется из условия практически полной продольной абсорбции энергии каскада (согласно [3]) $L_{99\%} = (1.52 \cdot \ln(E_0/\text{МэВ}) - 4.1 \cdot \ln(E_0/\text{МэВ}) + 17.6) \cdot L_r$ для электронного пучка в среде с неограниченными поперечными размерами. Для оценок разогрева поглотителей выбираем его поперечный размер равным $2R_M$ с учетом того, что 5% вышедшей энергии поглощается системой теплоотвода и защитой. Данные габаритов поглотителя для некоторых радиационно-стойких материалов приведены в табл. 2.

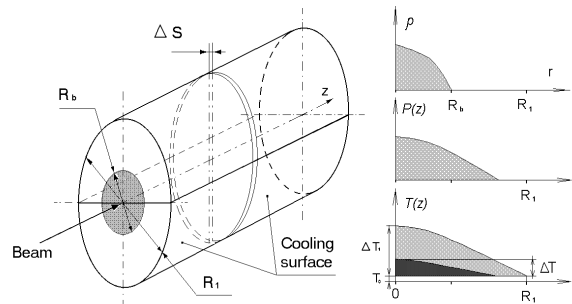


Рис. 1. Схема поглотителя.

2. Поперечные распределения плотности энерговыделения и пучка

В работе рассматривались несколько типов функций, аппроксимирующих радиальное распределение плотности энерговыделения каскада, инициированного e^- , e^+ и γ -квантами в полубесконечной среде:

1. Гриндхаммера [3]: $\frac{dE}{dV}(r, z) = \frac{1}{\pi} \frac{dE}{dz} \frac{R^2}{(r^2 + R^2)^2}$, где $R = \eta R_M$, $\eta = 0.34$,
2. $\frac{dE}{dV}(r, z) = \frac{1}{2\pi} \frac{dE}{dz} \left(A \frac{e^{-r/R_a}}{rR_a} + (1-A) \frac{e^{-r/R_c}}{rR_c} \right)$ [4], где $R_a = 0.2 \times R_M$, $R_c = 1.6 \times R_M$, $A = 0.82$,
3. Гаусса: $\frac{dE}{dV}(r, z) = \frac{1}{2\pi} \frac{dE}{dz} \left(\frac{A}{\sigma_a^2} e^{-\frac{r^2}{2\sigma_a^2}} + \frac{1-A}{\sigma_c^2} B e^{-\frac{r^2}{2\sigma_c^2}} \right)$, где $\sigma_a = 0.33 \times R_M$, $\sigma_c = 1.6 \times R_M$, $A = 0.89$.

Выбор коэффициентов распределений производился из условия наилучшего согласия с экспериментальными данными с учетом соотношения $D_n = \frac{1}{E_0} \int_0^\infty \int_0^{r_n} \frac{dE}{dV}(r, z) 2\pi r dr dz$. Значения энерговыделения, локализованного в цилиндре радиусом $r_n = R_M, 2R_M$ и $3.5R_M$ для распределений 1–3 приведены в табл. 1.

Таблица: 1. Поглощение энергии пучка цилиндрическим поглотителем.

n	$r_n(R_M)$	Экспер.	1	2	3
1	1.0	0.90	0.90	0.90	0.90
2	2.0	0.95	0.97	0.95	0.95
3	3.5	0.99	0.99	0.98	0.99

В общем случае коэффициенты R_i и σ_i изменяются вдоль поглотителя, но в области максимального разогрева они близки к выбранным, полученным усреднением по всей длине. Исследовались три распределения плотности $\rho(r)$ пучка, падающего параллельно оси поглотителя: точечное, равномерное с радиусом R_b и Гаусса по двум поперечным координатам. Для точечного пучка $\rho(r) = I \cdot \delta$ и $\rho(r > 0) = 0$, где δ – дельта-функция, при равномерной плотности пучка $\rho(r) = I / \pi R_b^2$ и $\rho(r > R_b) = 0$, и при гауссовом распределении

$\rho(r) = \frac{I}{2\pi\sigma_b^2} e^{-r^2/2\sigma_b^2}$. При определении распределений плотности учитывалось, что полная интенсивность

$I = \int_0^\infty \rho(r) \cdot 2\pi r dr$. С целью выбора оптимального материала поглотителя исследовался его мгновенный (при импульсном режиме) и стационарный разогрев и определялась максимально допустимая интенсивность пучка. При импульсном разогреве допуск на скачок температуры за один импульс можно оценить как и при стационарном $\Delta T_{max2} \approx T_{mel} - T_0$, где $\sigma_{0,2}$ – предел пластичности, E – модуль упругости и α – коэффициент линейного теплового расширения, T_{mel} – точка плавления материала, T_0 – температура границы охлаждения. В табл. 2 даны предельно допустимые температуры для некоторых материалов поглотителей.

3. Мгновенный разогрев поглотителя

Зная мгновенную плотность энерговыделения P в некоторой точке, можно из уравнения (1) определить скачок температуры: $\Delta T = \frac{P}{\rho C_p}$, $P = \frac{dE}{dV} \cdot I$. Тогда, зная допуск на ΔT_{max} , можно рассчитать максимально до-

пустимую интенсивность мгновенно сбрасываемого пучка: $I_1 = \frac{\Delta T_{max} \rho C_p}{I \cdot (dE/dV)_{max}}$. При попадании на поглотитель пучка радиусом R_b и интенсивностью I с некоторым распределением по радиусу $\rho(r)$, плотность энерго-

выделения можно найти из уравнения: $P(R, z) = I \int_0^{R_b} \int_0^{2\pi} \frac{dE}{dV}(d, z) \cdot \rho(r) \cdot r d\varphi dr$, где

$d^2 = r^2 + R^2 - 2Rr \cos \varphi$. Тогда плотность энерговыделения на оси пучка $P(z) = I \int_0^{R_b} \frac{dE}{dV}(r, z) \cdot \rho(r) \cdot 2\pi r dr$. При

определении допусков на разогрев поглотителей с достаточной точностью можно рассматривать только первые члены разложения поперечного распределения плотности энерговыделения. Для точечного пучка

$P(z) = I \cdot \frac{dE}{dV}(0, z)$, и максимальная $P_{max} \approx I \cdot \frac{dE}{dV}(0, Z_{max})$. Тогда $P(z) = \frac{1}{k} \frac{dE}{dz} \frac{I}{R_m^2}$ и $I_1 = k \frac{\rho C_p R_m^2 \Delta T_{max}}{(dE/dz)_{min} M}$, где

$k = 0.363$ и 0.684 для распределений энерговыделения по Гриндхаммеру и Гауссу. В табл. 2 приведены значения максимально допустимой интенсивности точечного пучка в более критичном случае, при $k = 1/3$. При

аппроксимации энерговыделения точечного пучка распределением типа 2 плотность энерговыделения на оси формально становится бесконечной. В действительности, вблизи оси пучка плотность будет конечной вследствие передачи тепловой энергии атомам вещества в некоторой области порядка μm и из-за многократного рассеяния заряженных частиц. Если поперечный размер пучка значительно превосходит эту область, то разогрев вещества можно с достаточной точностью определить, используя вышеприведенную зависимость.

Как показали численные расчеты по коду RTS&T (рис. 2), профиль энерговыделения в поперечном направлении в полубесконечной среде для разных материалов в области больших энергий лучше всего аппроксимируется распределением типа 2 с коэффициентами, приведенными ранее. Из рис. 3 видно, что максимальная плотность энерговыделения с увеличением размера пучка смещается к области максимального поперечного энерговыделения.

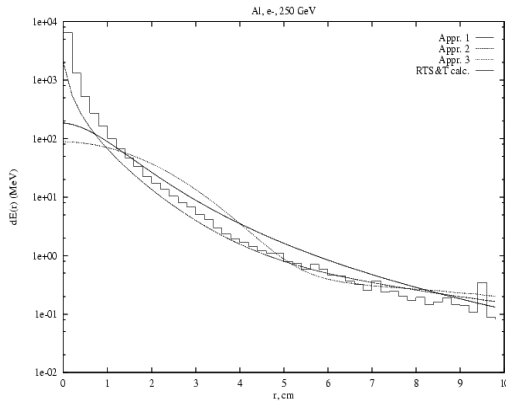


Рис. 2. Радиальное распределение энерговыделения точечного e^- пучка на глубине 55 см в Al.

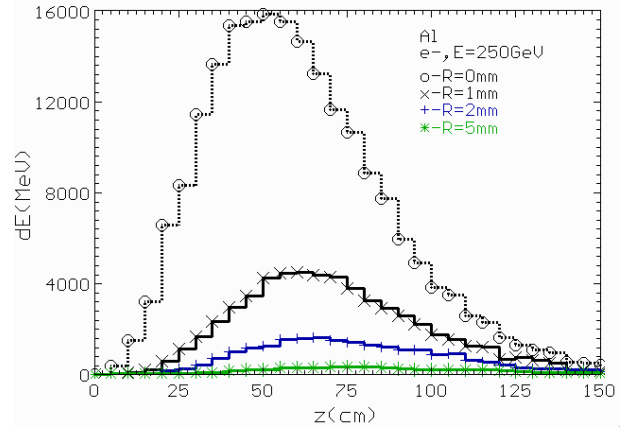


Рис. 3. Распределение энерговыделения e^- пучка радиуса R вдоль оси Al поглотителя.

При равномерном распределении плотности падающего пучка $P(0, z) = \frac{I}{\pi} \cdot \frac{dE}{dz} \cdot \frac{1 - Ae^{-R_b/R_a(z)} - (1-A)e^{-R_b/R_c(z)}}{R_b^2}$

При малых размерах пучка $R_b < R_a$: $P(0, z) \approx \frac{I}{\pi R_a R_b} \cdot \frac{dE}{dz}$ и максимально возможная интенсивность пучка:

$I_{1r} = k_s R_b \approx 2I_1 \cdot \frac{R_b}{R_M}$, где $k_s = \eta \pi \frac{\rho C_p R_M \Delta T_{\max}}{(dE/dz)_{\min} M}$. Для широких пучков $R_b > R_M$: $P \approx \frac{I}{\pi R_b^2} \cdot \frac{dE}{dz}$ и максимальная

величина мгновенно перехватываемой интенсивности $I_{1r} \approx k_b \cdot R_b^2$, где $k_b = \frac{\pi \rho C_p \Delta T_{\max}}{(dE/dz)_{\min} M}$, т. е. с увеличе-

нием размера пучка мгновенная плотность энерговыделения уменьшается, что используется при проектировании систем аварийного сброса и локализации потерь, где специальным образом увеличивают размеры пучка. В табл. 2 приведены коэффициенты k_s и k_b для исследуемых материалов.

4. Стационарный разогрев поглотителя

В стационарном процессе передачи тепла величина энергии, поглощаемой в цилиндрической области радиуса R длиной Δs на некоторой координате z равна отводимой энергии с его поверхности:

$\frac{\partial Q}{\partial t}(R) = \Delta s \int_0^R P(r) 2\pi r dr = -\lambda \frac{\partial T}{\partial R} \cdot 2\pi R \cdot \Delta s$. Тогда $T(r) = \Delta T_1 - \frac{1}{\lambda} \int_0^r \frac{1}{2\pi R} \int_0^R 2\pi r P(r) dr dR + T_0$ и перепад температуры от точки максимального разогрева до границы теплоотвода R_1 будет:

$\Delta T_1 = \frac{1}{\lambda} \int_0^{R_1} \frac{1}{2\pi R} \int_0^R 2\pi r P(r) dr dR$. Если граница теплоотвода расположена на расстоянии $R_1 = 2R_M$ от оси поглотителя, то перепад температуры и максимальная перехватываемая интенсивность от точечного падающего пучка определяются как $\Delta T_1 = \frac{1}{k} \frac{I}{2\pi \lambda} \frac{dE}{dz}$, $I_{m1} = k \frac{\Delta T_{\max} 2\pi \lambda}{(dE/dz)_{\max}}$, где $k = 0.56; 0.35; 0.57$ в зависимости от разных типов распределений энерговыделения.

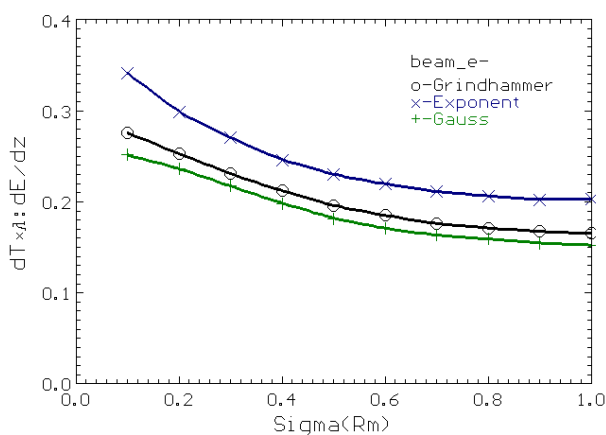


Рис. 4. Зависимость разогрева от размера пучка.

С увеличением размера пучка увеличивается выход энергии с боковой поверхности поглотителя, что приводит к необходимости увеличения его поперечных размеров. На рис. 4 приведены зависимости прироста температуры от размера пучка распределенного по Гауссу при одинаковом энерговыделении в цилиндрическом поглотителе $D \sim 95\%$, из которых видно, что максимальный разогрев в стационарном режиме падает в 1.3–1.6 раза в зависимости от распределения энерговыделения при увеличении размеров пучка до $0.5\sigma_a$ с последующим выходом на плато. В этом случае при больших размерах пучка $I_{m2} = \chi \cdot I_{m1}$, где $\chi \approx 1.7$. Данные для максимально возможной перехватываемой интенсивности при стационарном режиме представлены в табл. 2 ($k = 0.35$).

Таблица: 2 Параметры поглотителей ($E = 250$ ГэВ).

Subst	ΔT_{\max} deg	T_{mel} °C	R_M Cm	$L_{99\%}$ cm	$(dE/dz)_{\min}$ MeV/cm	M	I_1 10^{12}	k_b $10^{12}/\text{cm}^2$	k_s $10^{12}/\text{cm}$	I_{m1} 10^{12}s^{-1}
W	660	3380	0.93	10	22.1	3007	0.035	0.38	0.075	1.68
Cu	150	1083	1.62	35	12.6	1338	0.167	0.61	0.207	4.91
Fe	240	1535	1.78	42	11.5	1233	0.395	1.18	0.445	1.62
Al	60	660	4.8	190	4.36	671	2.35	1.00	0.998	9.49
Be	240	1287	6.94	610	2.95	258	103	20.1	16.42	66.3
C	700	3540	5.2	350	3.95	366	43.1	14.7	29.64	48.1

5. Разогрев коллиматора

Расчет коллиматора производится в приближении полуцилиндра. При этом изменение температуры удваивается за счет фактического удвоения интенсивности пучка с некоторым уменьшением в результате выхода рассеянных частиц с внутренней поверхности коллиматора. Максимальную интенсивность пучка, перехватываемую коллиматором, можно оценить как $I_{1a} = 2\eta I_1$, где $\eta < 1$ – коэффициент отношения максимальной плотности энерговыделения в коллиматоре и в цилиндрическом поглотителе (рис. 1).

Результаты расчета по коду RTS&T показали, что как мгновенный, так и стационарный разогрев уменьшается незначительно (~15% при размерах пучка ~0.01 см). К тому же часть энергии, вышедшей с внутренней поверхности основной щеки коллиматора, возвращается, попав на дополнительную, тем самым увеличивая разогрев. То есть для коллиматоров, перехватывающих рассеянные фракции пучка в системах защиты, формирования и локализации потерь, где заброс пучка достаточно большой, предельные значения перехватываемой интенсивности, выбранные по импульсному и стационарному разогреву, будут в два раза меньше, чем для цилиндрического поглотителя (табл. 2).

Литература

- [1] И.И. Дегтярев, А.Е. Лоховицкий, И.А. Язынин. "Интегрированная версия комплекса программ ИФВЭ серии SCRAPER.". – Труды IV Российской конференции по защите от ионизирующих излучений ядерно-физических установок, Обнинск, 1994, т. 2 .
- [2] I.I. Degtyarev, Yu.S. Fedotov, A.E. Lkhovitskii, I.A.Yazynin. "Beam losses simulation in accelerators with extended version of the RTS&T code". Paper presented at 17 International Conference HEACC, Dubna, 1998.
- [3] G. Grindhammer et al., in Proc. of the Workshop on Calorimetry for the Supercollider, Tuscaloosa, AL, March 13-17, p.151.
- [4] В.С. Трошин и др. "Аппроксимационная модель тонкого луча фотонов". – 7-я Российская научная конференция по защите от ионизирующих излучений, Обнинск, 1998 г., с. 417-419.