

2.3.3 Тормозное излучение

Тормозное излучение, электромагнитное излучение, испускаемое заряженной частицей при её рассеянии (торможении) в электрическом поле. Иногда в понятие тормозного излучения включают также излучение релятивистских заряженных частиц, движущихся в макроскопических магнитных полях (в ускорителях, в космическом пространстве), и называют его магнитотормозным; однако более употребительным в этом случае является термин синхротронное излучение.

Согласно классическому электродинамике, которая достаточно хорошо описывает основные закономерности тормозного излучения, его интенсивность пропорциональна квадрату ускорения заряженной частицы. Так как ускорение обратно пропорционально массе m частицы, то в одном и том же поле тормозное излучение легкой заряженной частицы - электрона будет, например, в миллионы раз мощнее излучения протона. Поэтому чаще всего наблюдается и практически используется тормозное излучение, возникающее при рассеянии электронов на электростатическом поле атомных ядер и электронов; такова, в частности, природа рентгеновских лучей в рентгеновских трубках и гамма-излучения, испускаемого быстрыми электронами при прохождении через вещество.

Спектр фотонов тормозного излучения непрерывен и обрывается при максимально возможной энергии, равной начальной энергии электрона. Интенсивность тормозного излучения пропорциональна квадрату атомного номера Z ядра, в поле которого тормозится электрон (по закону Кулона сила f взаимодействия электрона с ядром пропорциональна заряду ядра Ze , где e - элементарный заряд, а ускорение определяется вторым законом Ньютона: $a = f/m$). При движении в веществе электрон с

энергией выше некоторой критической энергии E_0 тормозится преимущественно за счёт тормозного излучения (при меньших энергиях преобладают потери на возбуждение и ионизацию атомов). Например, для свинца $E_0 = 10$ Мэв, для воздуха - 200 Мэв.

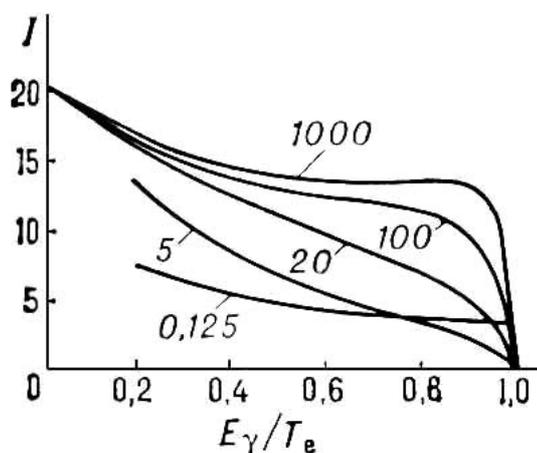


Рис. 9. Теоретические спектры энергии (E_g) фотонов тормозного излучения (с учётом экранирования) в свинце (4 верхних кривых) и в алюминии (нижняя кривая); цифры на кривых — начальная кинетическая энергия электрона T_e в единицах энергии покоя электрона $m_e c^2 = 0,511$ Мэв (интенсивность I дана в относительных единицах).

Рассеяние электрона в электрическом поле атомного ядра и атомных электронов является чисто электромагнитным процессом, и его наиболее точное описание даёт квантовая электродинамика. При не очень высоких энергиях электрона хорошее согласие теории с экспериментом достигается при учёте одного только кулоновского поля ядра. Согласно квантовой электродинамике, в поле ядра существует определённая вероятность квантового перехода электрона в состояние с меньшей энергией с излучением, как правило, одного фотона (вероятность излучения большего числа фотонов мала). Поскольку энергия фотона E_g равна разности начальной и конечной энергии электрона, спектр тормозного излучения (**Рис.9**) имеет резкую границу при энергии фотона, равной начальной кинетической энергии электрона T_e . Так как вероятность излучения в элементарном акте рассеяния пропорциональна Z^2 , то для увеличения выхода фотонов тормозное излучение в электронных пучках используются мишени из веществ с большими Z (свинец, платина и т.д.). Угловое распределение тормозного излучения существенно зависит от T_e : в нерелятивистском случае ($T_e \gg m_e c^2$; где m_e — масса электрона, c — скорость света) тормозное излучение подобно излучению электрического диполя, перпендикулярного к плоскости траектории электрона.

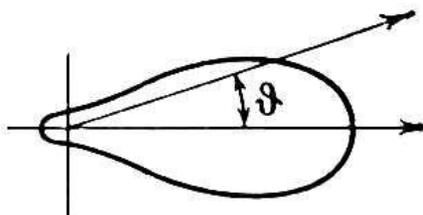


Рис.10. Угловое распределение тормозного излучения при высоких начальных энергиях электронов ($T_e \gg m_e c^2$).

При высоких энергиях ($T_e \gg m_e c^2$) тормозное излучение направлено вперед по движению электрона и концентрируется в пределах конуса с угловым раствором порядка $\varphi = m_e c^2 / T_e$ рад (**Рис.10**); это свойство используется для получения интенсивных пучков фотонов высокой энергии (γ -квантов) на электронных ускорителях. Т. и. является частично поляризованным.

Дальнейшее уточнение теории тормозного излучения достигается учётом экранирования кулоновского поля ядра атомными электронами. Поправки на экранирование, существенные при $T_e \gg m_e c^2$ и $E_g \ll T_e$,

приводят к снижению вероятности тормозного излучения (так как при этом эффективное поле меньше кулоновского поля ядра).

На свойства тормозного излучения при прохождении электронов через вещество влияют эффекты, связанные со структурой среды и многократным рассеянием электронов. При $T_e \gg 100 \text{ МэВ}$ многократное рассеяние сказывается ещё и в том, что за время, необходимое для излучения фотона, электрон проходит большое расстояние и может испытать столкновения с другими атомами. В целом многократное рассеяние при больших энергиях приводит в аморфных веществах к снижению интенсивности и расширению пучка тормозного излучения. При прохождении электронов больших энергий через кристаллы возникают интерференционные явления — появляются резкие максимумы в спектре тормозного излучения и увеличивается степень поляризации (Рис.11).

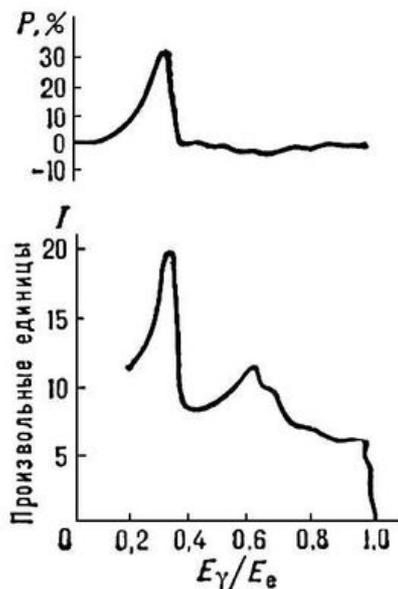


Рис.11. Поляризация P (верхняя кривая) и энергетический спектр (нижняя кривая) фотонов у тормозного излучения как функция E_γ в единицах полной начальной энергии электрона $E_e = T_e + m_e c^2$ для $E_e = 1 \text{ ГэВ}$ (интенсивность I дана в произвольных единицах).

Причиной значительного тормозного излучения может быть тепловое движение в горячей разреженной плазме (с температурой $10^5 - 10^6 \text{ К}$ и выше). Элементарные акты тормозного излучения, называются в этом случае тепловым, обусловлены столкновениями заряженных частиц, из которых состоит плазма. Космическое рентгеновское излучение, наблюдение которого стало возможным с появлением искусственных спутников Земли, частично (а излучение некоторых дискретных

рентгеновских источников, возможно, полностью) является, по-видимому, тепловым тормозным излучением.

Тормозное рентгеновское и гамма-излучение широко применяются в технике, медицине, в исследованиях по биологии, химии и физике.