

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

АТОМНАЯ И ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА

УДК 621.384.6

70 МэВ РАЗРЕЗНОЙ МИКРОТРОН КАК ИСТОЧНИК ЖЕСТКОГО γ -ИЗЛУЧЕНИЯ

**В. К. Гришин, А. Н. Ермаков, Б. С. Ишханов, С. П. Лихачев,
В. И. Шведунов**
(НИИЯФ)

E-mail: grishin@depni.npi.msu.ru

Проанализированы возможности нового 70 МэВ ускорителя электронов как источника жесткого γ -излучения. Методом компьютерного моделирования определены оптимальные условия генерации тормозного излучения в различных диапазонах энергии и направленности фотонов. Указаны характеристики фотонных пучков, предназначенных для облучения объектов различной геометрии.

Введение

В НИИЯФ МГУ создан и введен в действие уникальный ускоритель электронов — разрезной микротрон (РМ-70). РМ-70 представляет собой 14-оборотный рециркулятор (принципиальную схему ускорителя см. в работах [1, 2]) с приростом энергии 4.8 МэВ/об., что позволяет получить пучок электронов с энергиями 9.8–68.4 МэВ и импульсным током пучка до 4 мА. В настоящее время на ускорителе начаты первые экспериментальные тестирования.

Высокое качество (эмиттанс пучка не превышает 1 мм·мрад) и большая мощность ускоренного пучка позволяют использовать РМ-70 как интенсивный источник жесткого электромагнитного излучения для проведения весьма широкого круга фундаментальных и прикладных исследований. Поэтому чрезвычайно важно найти оптимальные режимы работы ускорителя с тем, чтобы повысить качество исследований и одновременно сократить эксплуатационные расходы. Ниже излагаются результаты компьютерного моделирования по оптимизации режима работы РМ-70 при проведении фотоядерных исследований.

Методика оптимизации выхода γ -излучения

Исследования фотоядерных процессов позволяют получить весьма разностороннюю информацию о ядерной материи. При оптимизации γ -источника необходимо получить высокую плотность потока жестких фотонов при минимальном уровне фона. Первым шагом в этом направлении явилось моделирование тормозного источника.

Тормозные источники — одни из наиболее распространенных генераторов жесткого электромагнитного излучения. Относительная простота устройства и высокая интенсивность излучения позволяют эффективно использовать их для разнообразных исследо-

ваний [3, 4]. Однако широкий спектр генерируемых фотонов заметно усложняет задачу наилучшего подбора отношения «полезного сигнала» к фону.

Для решения поставленной задачи в настоящей работе используется метод компьютерного моделирования с использованием пакета программ GEANT (CERN) [5]. Библиотека GEANT включает в себя обширный пакет алгоритмов для моделирования атомных и ядерных экспериментов. Она содержит набор алгоритмов и данных, включающих сечения различных ядерно-физических процессов. В GEANT имеются средства для описания реальной экспериментальной установки и генерации (методом Монте-Карло) всей совокупности событий, сопровождающих прохождение частиц через различные вещества. Для генерации тормозного излучения в пакете GEANT используются значения дифференциального сечения излучения в диапазоне энергий электронов от 1 кэВ до 10 ГэВ [7]. Таким образом, пакет GEANT позволяет проводить полномасштабный численный эксперимент в рассматриваемой нами области при разумных затратах вычислительных ресурсов.

Следует отметить, что вплоть до последнего времени в силу сложившейся в этом разделе физики традиции при выборе тормозного устройства руководствуются следующими соображениями. Как известно, для обработки данных фотоядерных реакций необходимо знание спектрального распределения фотонов, падающих на ядерную мишень. Обычно для этого используется теоретический спектр Шиффа [4]. Но поскольку применение последнего обоснованно лишь для тонких тормозных радиаторов, в экспериментах сознательно ограничиваются использованием подобных источников. Вместе с тем по меньшей мере со времен работы [6] известно, что оптимальным по выходу фотонов является источник с достаточно толстым тормозным радиатором, тол-

щина которого близка к половине длины свободного пробега падающих электронов в веществе радиатора. GEANT, учитывающий всю совокупность событий, происходящих с излучающей и излучаемыми частицами в веществе радиатора, позволяет воссоздать реальные спектры излучения и показать, в какой мере отмеченный выше интуитивный способ оптимизации является обоснованным.

При моделировании используется традиционная схема генерации тормозного γ -излучения. Пучок ускоренных электронов сбрасывается на вольфрамовую тормозную мишень-радиатор. Генерируемое излучение фиксируется с помощью «детектора» во всем диапазоне энергий фотонов, вплоть до начальной энергии электронов. Детектор позволяет фиксировать излучение в конусе с раствором 90° и одновременно получать информацию об энергии и угловом распределении каждого фотона.

Обсуждение результатов

Путем моделирования была получена детальная информация о характеристиках фотонных спектров и суммарной мощности излучения во всем диапазоне возможных значений энергии ускоренных электронов.

Ограничимся данными для излучающих электронов с максимальной энергией 70 МэВ, с наиболее мощным потоком жестких фотонов. Основные результаты, полученные при моделировании с количеством 10^4 падающих на мишень электронов, представлены на рис. 1, 2.

Выбор оптимальных мишеней оказывается существенно различным при облучении узких и широких объектов, допускающих использование узконаправленных и широкоапертурных фотонных пучков, а также при различных энергиях фотонов. Это наглядно следует из данных рис. 1, иллюстрирующих зависимость удельных (т.е. приходящихся на один падающий на тормозную мишень электрон) фотонных выходов Y_{ph} от толщины радиатора (вплоть до максимальной толщины, равной длине пробега $R = 0.89$ см для электронов с энергией 70 МэВ в вольфраме). Здесь для описания фотоядерных реакций, как правило имеющих пороговый характер, выбраны диапазоны энергий фотонов выше 5, 30 и 50 МэВ. Максимальный выход достигается для широких пучков фотонов при значительных толщинах радиаторов (до половины электронного пробега). Напротив, для узких фотонных пучков оптимальная толщина имеет примерно вдвое меньшее значение.

Следует отметить, что указанные различия в интенсивности излучения для широких и узких фотонных пучков связаны с сильным рассеянием электронов в тормозных мишенях. Действительно, для энергии электронов в 70 МэВ раствор конуса излучения составляет $0.5/70 \sim 0.4^\circ$. Но достигается этот предел лишь на очень тонких радиаторах с низким фотонным выходом.

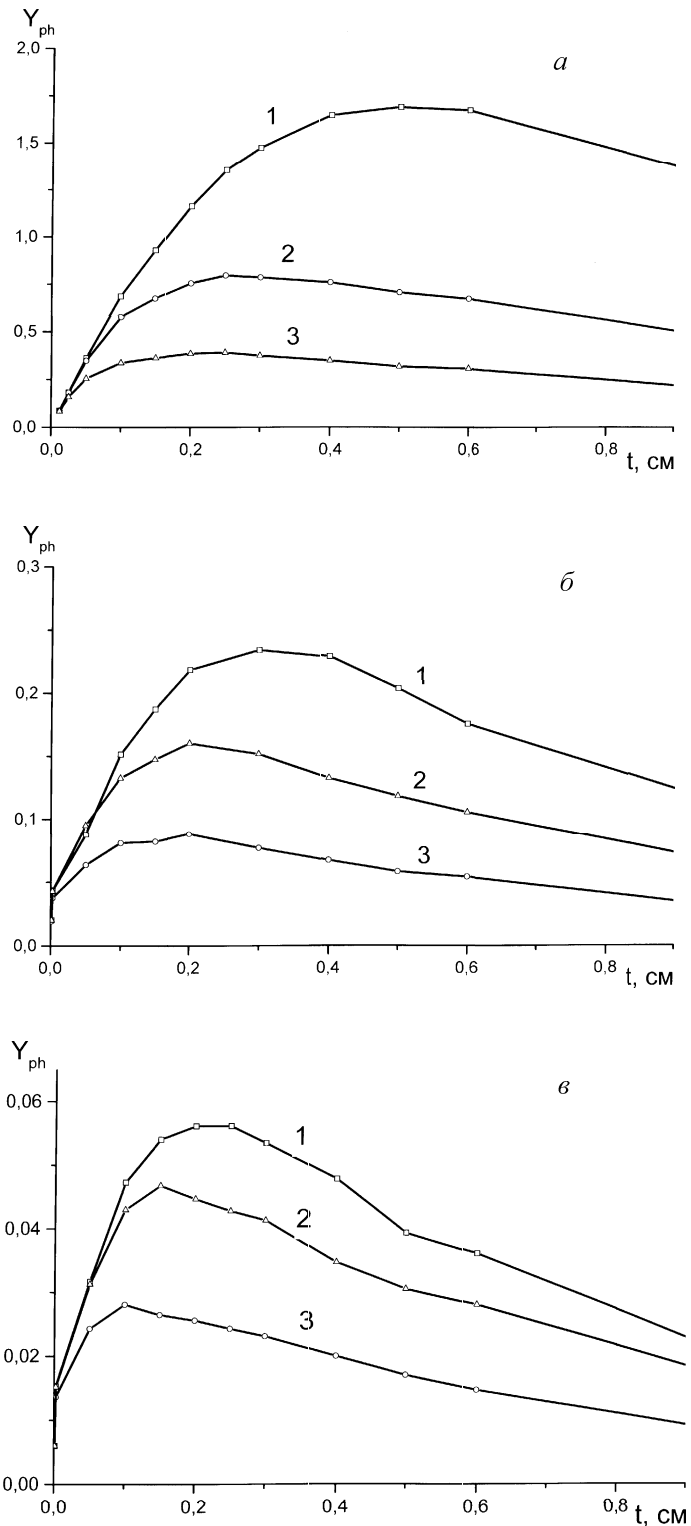


Рис. 1. Удельный выход фотонов Y_{ph} с энергией выше 5 МэВ (а), 30 МэВ (б) и 50 МэВ (в) в тормозном излучении электронов с энергией 70 МэВ при различных толщинах t вольфрамовых радиаторов и углах конусов излучения: 1 — угол меньше 90° , 2 — угол меньше 10° , 3 — угол меньше 5°

Рисунок 2 дает представление об интенсивности излучения и кпд удельного радиационного выхода в различных диапазонах параметров. В диапазоне энергии фотонов выше 5 МэВ кпд составляет порядка 0.4–0.1 для широкого и узкого конусов излучения

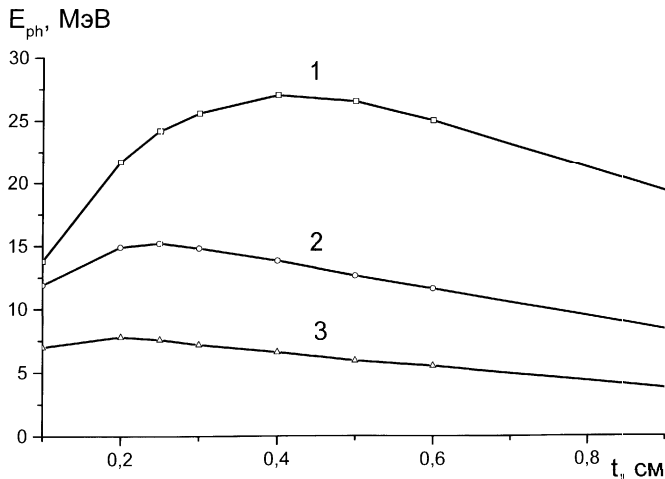


Рис. 2. Удельный выход энергии излучения E_{ph} (на электрон) для фотонов с энергией выше 5 МэВ в тормозном излучении электронов с энергией 70 МэВ при различных толщинах t вольфрамовых радиаторов и углах конусов излучения: 1 — угол меньше 90° , 2 — угол меньше 10° , 3 — угол меньше 5°

соответственно при оптимальных толщинах радиаторов. Полный кпд, учитывающий вклад фононов с энергией меньше 5 МэВ, достигает почти 0.5. Как показывают расчеты, столь же высокие параметры свойственны режимам излучения и при других энергиях ускоренных электронов.

В заключение отметим, что, несмотря на высокий кпд, доля «неизрасходованной» энергии электронов

оказывается достаточно большой. Поэтому в настоящее время авторами исследуется более сложный тип тормозного источника с радиатором, помещенным в магнитное поле. Благодаря этому излучающие электроны могут несколько раз пересекать мишень, что позволит существенно поднять фотонный выход.

Литература

1. *Shvedunov V.I., Karev A.I., Melekhin V.N. et al.* // Proc. of 1995 Particle Accelerator Conf. «PAC'1995» / Ed. L. Gennary. Piscataway, 1996. **2**. P. 807.
2. *Skachkov V.S., Ermakov A.N., Shvedunov V.I.* // Proc. of 2000 European Particle Accelerator Conf. «EPAC'2000» / Eds. J.L. Laclare, W. Mitaroff, Ch. Petit-Jean-Genaz, J. Poole, M. Regler. Singapore, 2000. P. 2125.
3. *Ишханов Б.С., Капитонов И.М.* Взаимодействие электромагнитного излучения с атомными ядрами. М.: Изд-во Моск. ун-та, 1979.
4. *Findlay D.J.S.* // Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. 1990. **B50**. P. 314.
5. *Brun R., Bruyant F., Maire M. et al.* GEANT 3.21 (User manual). Geneva, 1990.
6. *Berger M.J., Seltzer S.M.* // Phys. Rev. **C2**. 1970. P. 621.
7. *Berger M.J., Seltzer S.M.* // Nucl. Instr. Meth. 1985. **B12**. P. 95.

Поступила в редакцию
08.02.02

ФИЗИКА ТВЕРДОГО ТЕЛА

УДК 539.172

МЁССБАУЭРОВСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ФЕРРИТОВ $\text{CuGa}_x\text{Al}_x\text{Fe}_{2-2x}\text{O}_4$ ПРИ ПЕРЕХОДЕ ФЕРРИМАГНИТНОЙ СТРУКТУРЫ ВО ФРУСТРИРОВАННУЮ

А. А. Опаленко, Л. Г. Антошина, А. И. Кокорев, А. И. Фиров

(кафедра оптики и спектроскопии; кафедра общей физики
для естественных факультетов)

E-mail: alg@ofefc41.phys.msu.su

В разбавленных ферритах-шпинелях системы $\text{CuGa}_x\text{Al}_x\text{Fe}_{2-2x}\text{O}_4$, начиная с концентрации $x = 0.5$, наблюдается переход ферримагнитной структуры во фрустрированную. Установлено, что для состава с ферримагнитным упорядочением ($x \leq 0.4$) имеет место линейная зависимость сверхтонкого магнитного поля на ядрах ^{57}Fe от параметра замещения x , тогда как для ферритов с фрустрированной магнитной структурой ($x \geq 0.5$) зависимость $H(x)$ становится нелинейной. Результаты проведенных мёссбауэровских исследований находятся в согласии с известными данными о макроскопических магнитных свойствах.

Разбавленные ферриты-шпинели в зависимости от содержания в них немагнитных ионов в А- и В-узлах могут находиться в ферримагнитном, антиферромагнитном, парамагнитном состоянии или состоянии спинового стекла [1]. Фрустрированная магнитная структура представляет собой структу-

ру с «порванными» магнитными связями. В зависимости от степени разбавления фрустрированная магнитная структура может быть представлена либо как ферримагнитная матрица, в которой присутствуют отдельные парамагнитные центры, либо как отдельные спонтанно намагниченные области как