

ИССЛЕДОВАНИЕ СПЕКТРА И ПОЛНОГО ВЫХОДА ЖЕСТКОГО
РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПЛАЗМЕННОГО ФОКУСА

К. С. Богомолов, И. В. Волобуев, Б. В. Гранаткин,
А. И. Исаков, В. В. Кушин, В. К. Ляпидевский,
И. В. Мягкова

УДК 537.531. + 537.533 + 533.951

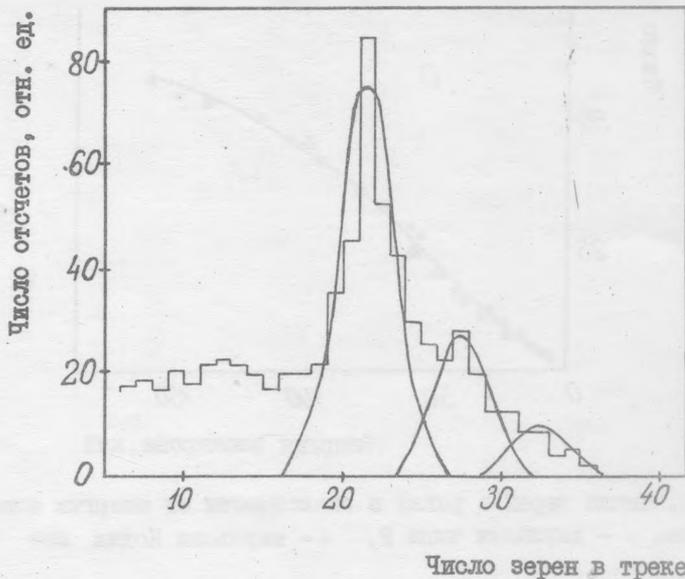
Проведено измерение спектра жесткого рентгеновского излучения плазменного фокуса мейзеровского типа. Сделаны оценки полной энергии рентгеновского излучения и энергии пучка ускоренных электронов с энергией $E > 30$ кэВ.

В работе /1/ докладывалось о возможности использования ядерной эмульсии для определения энергетического спектра рентгеновского излучения плазменного фокуса. В последнее время авторы получили результаты, позволяющие существенно улучшить метод и повысить надежность и точность измерения.

Сущность метода заключается в нахождении распределения по пробегам (или по числу зерен в треках) электронов, образованных в ядерной эмульсии исследуемым излучением /2/. Если известны зависимость пробег (число зерен в треке) – энергия электронов в ядерной эмульсии и энергии связи электронов на атомных оболочках, то найденное распределение можно преобразовать в энергетический спектр электронов и, в дальнейшем, в спектр рентгеновского излучения.

Для получения зависимости количества зерен в треке от энергии электрона ядерная эмульсия типа Р толщиной 100 мкм экспонировалась моноэнергетическим рентгеновским и γ -излучением в диапазоне энергий 9–166 кэВ и находились распределения треков по числу зерен в них для каждой энергии. Одно из полученных распределений, соответствующее линии 74,6 кэВ изотопа Hg^{203} , представлено на рис. 1. Часть распределения, соответствующая трекам с

числом зерен $n < 18$, обусловлена действием комптоновских электронов с непрерывным спектром энергий. Спектр фотоэлектронов имеет линейчатую структуру, каждая энергетическая линия обусловлена фотопоглощением квантов на определенных оболочках атомов серебра и брома и равна $E_{\text{ф}} = h\nu - E_{\text{св}}$, где $E_{\text{св}}$ - энергия связи электрона на оболочке. В приведенном на рис. 1 распределении удалось

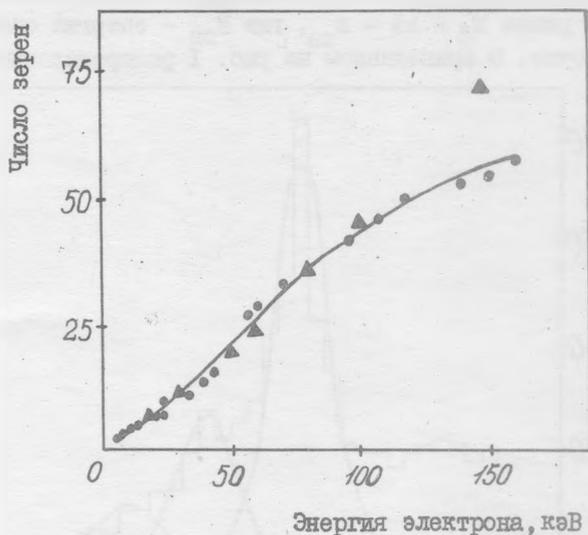


Р и с. 1. Распределение треков электронов по числу зерен, соответствующее линии 74,6 кэВ изотопа Hg^{203} . Гистограмма - экспериментальные данные, сплошные линии - результат аппроксимации распределениями Гаусса

различить три энергетические линии фотоэлектронов, соответствующих К-оболочке серебра с энергией $E_{\text{ф}} = 49,1$ кэВ, К-оболочке брома с энергией $E_{\text{ф}} = 61,2$ кэВ и L-оболочкам серебра и брома и внешним оболочкам с энергиями $71,1 < E_{\text{ф}} < 73,1$ кэВ.

В результате математической обработки нелинейным методом наименьших квадратов были найдены средние числа зерен в треках электронов известной энергии \bar{n} . На рис. 2 представлена зависимость числа зерен в треке от энергии электрона, которая в дальнейшем использовалась для определения энергетических спектров

электронов в ядерной эмульсии. Здесь же для сравнения представлена аналогичная зависимость для ядерной эмульсии Кодак NT4 по данным работы /3/, которая в диапазоне энергий 10–120 кэВ хорошо согласуется с нашими данными.



Р и с. 2. Число зерен в реках в зависимости от энергии электрона. • — эмульсия типа Р, ▲ — эмульсия Кодак NT4

Описанный метод использовался для исследования жесткой части рентгеновского излучения плазменного фокуса мейзеровского типа /4/. Параметры установки следующие: емкость батареи 96 мкФ, максимальная запасенная энергия батареи 30 кДж, эксперименты проводились при энергии батареи 12,5 кДж и напряжении 18 кВ.

Коллимированное рентгеновское излучение проходило вдоль вертикальной оси установки и через титановую фольгу толщиной 1 мм падало на ядерную эмульсию перпендикулярно ее поверхности. Необходимость применения титанового фильтра обусловлена тем, что энергетический диапазон метода ограничен энергией связи К-электрона серебра, равной 25,5 кэВ. Ниже этой энергии возникает неоднозначность в определении энергетического спектра электронов, так как различные оболочки серебра и брома могут давать одина-

ковне распределения электронов по пробегам ^{*)}. Материал фильтра выбран из тех соображений, что энергия флуоресценции титана гораздо меньше нижней границы исследуемого диапазона энергий, и, следовательно, не оказывает существенного влияния на измеряемый спектр.

Полученный спектр показан на рис. 3 в виде гистограммы ^{**)}. Степенные спектры вида /3/ $\text{const} \cdot E^{-k}$, где показатель степени определяется в основном параметрами установки, с различными показателями степени k , вычисленные с учетом поглощения излучения в титановом фильтре, показаны на рис. 3 сплошными линиями. Наилучшее совпадение измеренного спектра со степенным для $h\nu > 40$ кэВ наблюдается при показателе степени $k = 3$. Расхождение в области малых энергий объясняется тем, что эта часть спектра соответствует коротким трекам с числом зерен в треке 1-6. Треки с таким же числом зерен образуются при поглощении в ядерной эмульсии собственного флуоресцентного излучения серебра и брома, причем оценки /7/ показывают, что для слоя толщиной 100 мкм это поглощение может достигать значительной величины.

Выход рентгеновских квантов с $h\nu > 40$ кэВ в направлении, перпендикулярном к поверхности анода, составил величину $(1,6 \pm 0,3) \cdot 10^{10}$ квантов/ср, а энергетический выход - $(2,0 \pm 0,4) \cdot 10^{-3}$ Дж/ср. Так как излучение в плазменном фокусе имеет анизотропный характер, для оценки полного энергетического выхода были использованы результаты исследования углового распределения рентгеновского излучения с $h\nu > 30$ кэВ, приведенные в работе /8/. Полный энергетический выход составил величину $\sim 10^{-2}$ Дж.

Если предположить, что коэффициент преобразования δ энергии той части электронного пучка, которая достигает анода, в энергию рентгеновского излучения, согласно /8,9/ равен

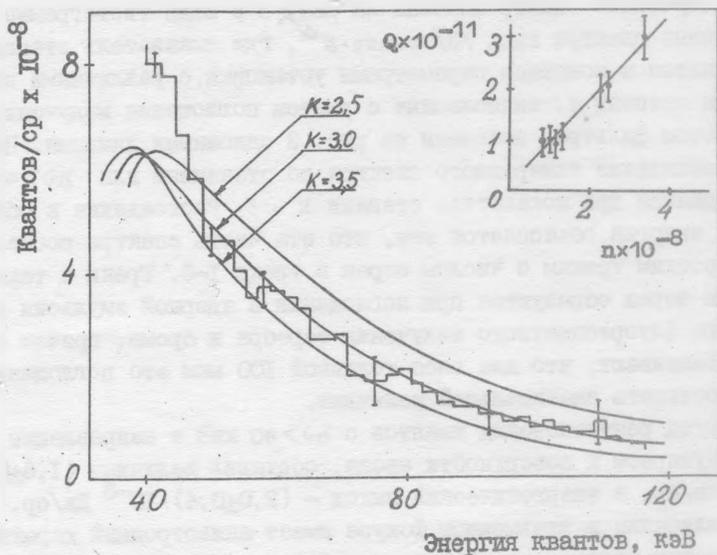
$$\delta = 10^{-9} Z \bar{E};$$

где Z - атомный номер материала анода, а \bar{E} - средняя энергия электронного пучка в электрон-вольтах, то можно оценить энергию

^{*)} Применение эмульсионного метода для исследования рентгеновского излучения с энергией $h\nu < 15$ кэВ описано в работе /5/.

^{**)} Эффективность регистрации излучения определялась по данным работы /6/.

электронного пучка. Средняя энергия квантов с $h\nu > 30$ кэВ в спектре составляет величину 60 кэВ; тогда, учитывая, что анод выполнен из титана ($Z = 22$), коэффициент преобразования $\delta \approx 1,3 \cdot 10^{-3}$. Таким образом, электронный пучок несет энергию ~ 13 Дж, что находится в согласии с данными работы /9/.



Р и с. 3. Энергетический спектр квантов рентгеновского излучения плазменного фокуса. В верхней части - зависимость между выходом нейтронов n и выходом жесткого рентгеновского излучения q с $h\nu > 30$ кэВ

Так как выход жесткого рентгеновского излучения в эксперименте менялся в пределах $(1,2-6,0) \cdot 10^{10}$ квантов/ср, приведенные оценки соответствуют некоторому среднему импульсу. Измерение выхода нейтронов, которое проводилось в каждом выстреле, активационным счетчиком позволило установить корреляцию между выходом жесткого рентгеновского излучения и выходом нейтронов. Данные этих измерений представлены в верхней части рисунка 3.

Поступила в редакцию
11 ноября 1979 г.

Л и т е р а т у р а

1. А. А. Александров, В. А. Грибков, В. В. Кушин, В. К. Ляпидевский, О. Г. Семенов, Г. В. Склизков, Краткие сообщения по физике ФИАН № 9, 26 (1977).
2. H. L. L. van Paassen, R. H. Vandre, R. S. White, Physics of Fluids, 13, 2606 (1970).
3. V. Zajac, M. A. Ross, Nature, 164, 4164, 311 (1949).
4. И. В. Волобуев, Д. Н. Горбунов, Б. В. Гранаткин, А. И. Исаков, Н. А. Коновалов, А. С. Савелов, Препринт ФИАН № 92, 1975 г.
5. В. В. Кушин, В. К. Ляпидевский, Ю. А. Михайлов, Г. В. Склизков, С. И. Федотов, Препринт ФИАН № 72, 1979 г.
6. Э. Сторм, Х. Израэль, Сечения взаимодействия гамма-излучения, Атомиздат, 1973 г.
7. J. R. Greening, Proc. Phys. Soc., B64, 11, 977 (1951).
8. W. L. Harries, J. H. Lee, D. R. McFarland, Plasma Physics, 20, 2, 95 (1978).
9. G. Herziger, H. Krompholz, L. Michel, D. Schlöiferböck, K. Schönbach, Phys. Lett., 69A, 1, 37 (1978).