

**П И С Ь М А**  
**В ЖУРНАЛ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ**  
**И ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ**

ОСНОВАН В 1965 ГОДУ  
 ВЫХОДИТ 24 РАЗА В ГОД

ТОМ 65, ВЫПУСК 5  
 10 МАРТА, 1997

Письма в ЖЭТФ, том 65, вып.5, стр.369 - 373

© 1997г. 10 марта

**ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ОСОБЕННОСТЕЙ  
 ТОРМОЗНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ ВЫСОКОЙ ЭНЕРГИИ  
 В ТОНКИХ АМОРФНЫХ МИШЕНЯХ**

*В.А.Верзилов, И.Е.Внуков, В.В.Зарубин, Б.Н.Калинин, Г.А.Науменко,  
 А.П.Потылицын*

*Институт ядерной физики  
 634050 Томск, Россия*

Поступила в редакцию 5 февраля 1997 г.

Проведены экспериментальные исследования излучения электронов с энергией до 900 МэВ в тонких аморфных мишенях в спектральной области 20 – 700 кэВ. Зарегистрирован эффект Ландау – Померанчука – Мигдала подавления мягкой части спектра тормозного излучения и эффект плотности Тер-Микаэляна. Обнаружено когерентное тормозное излучение на макроскопических неоднородностях материала мишени.

PACS: 41.50.+h, 41.60.-m, 41.75.Ht

Несмотря на то, что тормозное излучение электронов с энергией порядка 1 ГэВ в аморфных мишенях исследовалось уже давно, область спектра тормозного излучения от нескольких кэВ до 1 МэВ оказалась экспериментально почти не изучена. Интересно, что в этой области энергии может иметь место проявление таких эффектов, как эффект плотности [1], подавление Ландау – Померанчука – Мигдала [2], когерентное тормозное излучение на неоднородностях материала мишени [3]. Первые два эффекта исследовались при энергии ускоренных электронов 8 и 20 ГэВ [4], а третий эффект не исследовался. Теоретическая проработка этого вопроса проводилась в [5]. В связи с этим мы провели экспериментальное исследование спектров тормозного излучения в этой области энергий в толстых (~ 1 мм) и в тонких (~ 10 мкм) мишенях из алюминия и молибдена.

Исследования проводились на Томском синхротроне "Сириус" с энергией ускоренных электронов до 900 МэВ. Рабочий ток ускоренных электронов 10–20 мА при длительности сброса электронов на мишень 20 мс и цикле

ускорения 200 мс. В эксперименте измерялись спектры тормозного излучения электронов с энергией до 900 МэВ в мишенях из различных материалов разной толщины в спектральном диапазоне от 20 до 800 кэВ. Коллимация тормозного излучения составляла 0.6 мрад. Область энергий до 1 МэВ доступна для измерения детектором типа NaJ(Tl).

Схема эксперимента приведена на рис.1. Детектор NaJ(Tl) размером 64 × 64 мм был установлен на прямой пучок тормозного излучения. В таком режиме для исключения перегрузок детектора ток ускоренных электронов снижался на 5–6 порядков от номинального. При этом загрузка детектора составляла 20–40 событий за 20 мс. Кроме того, загрузка спектрометрического тракта контролировалась регистрацией спектра при случайном запуске зарядо-цифрового преобразователя. С целью удаления вклада комптоновской компоненты функции отклика детектора от жестких  $\gamma$ -квантов, кроме основных спектров мы измеряли спектры, для которых на тормозном пучке устанавливался поглотитель, состоящий из пластины свинца толщиной 0.5 мм и пластины меди толщиной 1 мм. Эта информация учитывалась затем при обработке спектров для удаления комптоновской компоненты.



Рис.1. Схема эксперимента

Мы исследовали излучение в мишенях из алюминия толщиной 1.4 мм и 4 мкм, молибдена толщиной 0.3 мм и 12 мкм и майлара толщиной 5 мкм при энергии ускоренных электронов 600 и 900 МэВ. Для нормировки спектров регистрировался ток ускоренных электронов и полная энергия излучения из мишени.

На рис.2 приведены спектры излучения в тонкой и толстой мишенях из молибдена при энергии ускоренных электронов 600 и 900 МэВ. Для удобства здесь же указаны критические энергии для эффекта плотности и для когерентного тормозного излучения в тонких мишенях. Критической энергией в эффекте плотности является величина  $\gamma\omega_p$ , где  $\gamma$  – лоренц-фактор,  $\omega_p$  – энергия плазмона. Для когерентного тормозного излучения критической энергией является величина  $2\gamma^2/l$ , где  $l$  – толщина мишени.

На рис.3 приведены спектры излучения ускоренных электронов с энергией 600 МэВ в мишенях из алюминия толщиной 1.4 мм, 25 мкм и 4 мкм и в мишени из майлара толщиной 5 мкм. На рисунке также указаны критические энергии для эффекта плотности и для когерентного тормозного излучения.

На рис.4 показаны спектры излучения в тех же мишенях, что и на рис.3, при энергии ускоренных электронов 900 МэВ. Толщина мишеней, а значит и интенсивность излучения в разных мишенях различаются очень сильно, поэтому для удобства сравнения спектры нормированы на интенсивность излучения в области 700 кэВ.

Мы видим, что во всех толстых мишенях наблюдается подавление излучения в мягкой части спектра по сравнению с классическим распределением Бете – Гайтлера. Зависимость этого подавления от энергии ускоренных электронов соответствует аналогичной зависимости эффекта плотности от энергии

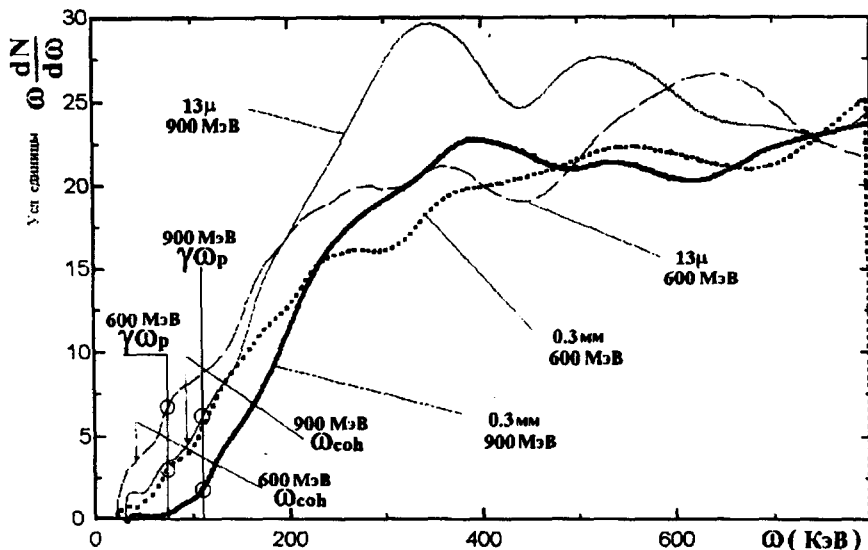


Рис.2. Спектры интенсивности излучения электронов с энергией 600 и 900 МэВ в мишенях из молибдена толщиной 13 мкм и 0.3 мм,  $\omega_{coh} = 2\gamma^2/l$ , где  $l$  – толщина мишени,  $\gamma$  – лоренц-фактор,  $\omega_p$  – плазменная частота

электронов. Однако характерная энергия подавления в эксперименте больше теоретической. Это может быть связано с присутствием в наблюдаемых спектрах эффекта типа Ландау – Померанчука – Мигдала. Согласно [4], подавление интенсивности излучения тормозного спектра проявляется, если

$$\omega < k_{LPM} = E^2 / E_{LPM}, \quad (1)$$

где  $\omega$  – энергия излучаемого фотона,  $E$  – энергия электрона,  $E_{LPM} = m^2 c^4 X_0 \alpha / 8\pi \hbar c$ ,  $m$  – масса электрона,  $X_0$  – радиационная длина,  $\alpha$  – постоянная тонкой структуры.

Для наших условий ( $E = 900$  МэВ, в алюминиевой мишени)  $k_{LPM} = 20$  кэВ. Однако оценочный расчет спектра с учетом распределения электронов по длине пробега до выхода за пределы угла  $\theta_\gamma = 1/\gamma$  показывает возможность вклада эффекта Ландау – Померанчука – Мигдала в наших условиях в спектральной области 50–400 кэВ. На это же указывает и форма спектра в этой области энергий.

Можно обратить внимание на то, что на рис.3 имеется зависимость эффекта подавления от толщины мишени. Анализ этого факта показывает, что эта зависимость обусловлена большими углами многократного рассеяния электронов в молибдене. Это является причиной значительного вклада излучения в коллиматор под большими углами к направлению движения электрона, когда его лоренц-фактор уже не оказывает существенного влияния на характеристики излучения. Учет многократного рассеяния в эффекте плотности подтверждает возникновение такой зависимости от толщины. То есть здесь нет какого-либо

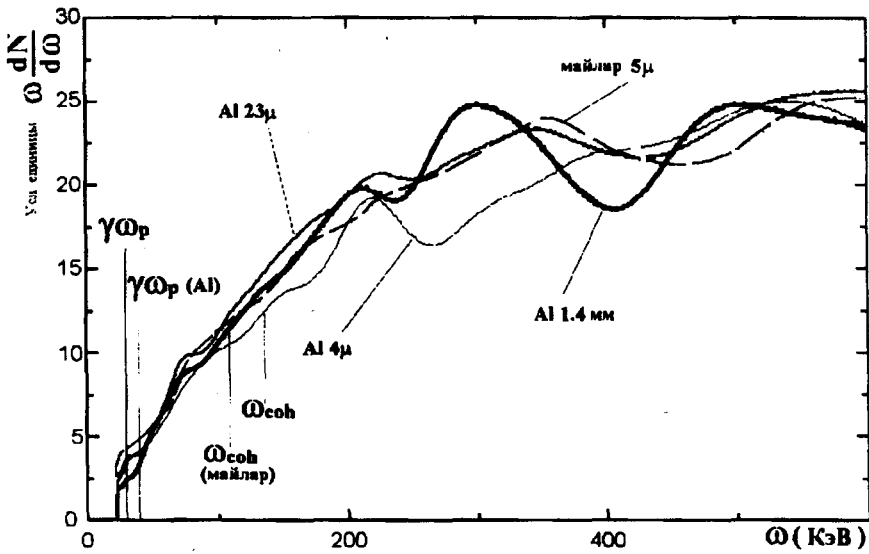


Рис.3. Спектры интенсивности излучения электронов с энергией 600 МэВ в алюминиевой и майларовой мишенях различной толщины,  $\omega_{coh} = 2\gamma^2/l$

нового эффекта. Это подтверждается и тем, что для легких мишеней (рис.3) такая зависимость отсутствует.

Если при энергии ускоренных электронов 600 МэВ (рис.3) мы видим только эффект подавления излучения в мягкой части спектра, то при энергии электронов 900 МэВ (рис.4) форма спектра в тонких мишенях качественно меняется. С уменьшением толщины мишени интенсивность излучения в области энергий до 100 кэВ значительно увеличивается. Заметим, что для этой области энергий толщина мишени (4 мкм) значительно меньше длины формирования излучения (более 30 мкм). При этих условиях переходное излучение подавлено. Для полной уверенности в том, что увеличение интенсивности излучения в области энергий до 100 кэВ обусловлено не переходным излучением, мы провели измерение спектра излучения в алюминиевой мишени толщиной 4 мкм при энергии электронов 900 МэВ в условиях жесткой коллимации (0.2 мрад) тормозного излучения. При этом отношение интенсивности переходного излучения к интенсивности тормозного излучения должно было уменьшиться в несколько раз. Однако форма экспериментальных спектров при коллимации 0.6 и 0.2 мрад оказалась одинаковой. Заметим, что в майларовой мишени толщиной 5 мкм интенсивность излучения в мягкой части спектра значительно превышает интенсивность излучения фотонов с энергией 700 – 800 кэВ. Это может быть, только если мы наблюдаем какое-то когерентное излучение. Причем, этот эффект проявляется только в тонких мишенях, когда толщина мишени равна или меньше длины формирования излучения. Мы полагаем, что при этих условиях нет других когерентных процессов, кроме когерентного излучения на макроскопических (порядка нескольких сотен ангстрем) неоднородностях материала мишени. Интенсивность этого излу-

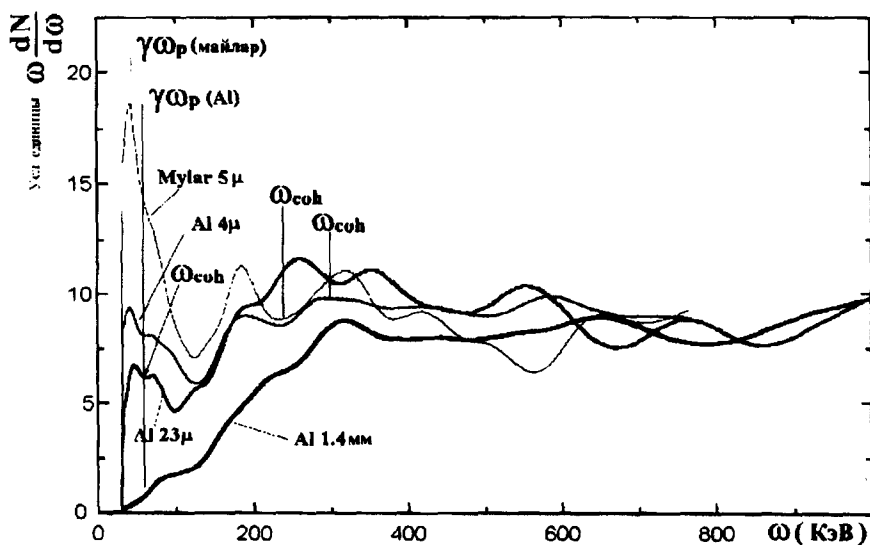


Рис.4. Спектры интенсивности излучения электронов с энергией 900 МэВ в алюминиевой и майларовой мишенях различной толщины,  $\omega_{coh} = 2\gamma^2/l$

ния очень сильно зависит от характера и размера неоднородностей, поэтому провести его расчет пока не представляется возможным. Проведенные нами оценки показали качественное соответствие формы теоретического и экспериментального спектров когерентного излучения и его зависимости от энергии ускоренных электронов.

Проведенные нами исследования при энергии ускоренных электронов менее 1 ГэВ подтвердили предсказанный Тер-Микаэляном эффект плотности в тормозном излучении электронов в аморфных мишенях. Показано, что подавление мягкой компоненты излучения в тонких аморфных мишенях (когда толщина мишени меньше длины формирования излучения) отличается от подавления, рассчитанного без учета толщины мишени. Форма измеренных спектров позволяет предполагать значительный вклад в этих условиях эффекта Ландау-Померанчука-Мигдала. Экспериментально зарегистрировано когерентное тормозное излучение на макроскопических неоднородностях материала тонких аморфных мишеней.

1. М.Л.Тер-Микаэлян, *Влияние среды на электромагнитные процессы при высокой энергии*, Ереван, 1969.
2. Л.Д.Ландау, И.Я.Померанчук, ДАН СССР **92**, 735 (1953).
3. К.Ю.Платонов, И.Н.Топтыгин, Г.Д.Флейшман, УФН **160**(4), 59 (1990).
4. P.L.Anthony, R.Becker et.al, Phys. Rev. Lett. **75**, 1949 (1995).
5. Н.Н.Насонов, УФЖ **37**(2), 210 (1992).