

ГЕНЕРАЦИЯ РЕГУЛИРУЕМОГО МЯГКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ВНУТРЕННИМ ПУЧКОМ БЕТАТРОНА В КРИСТАЛЛАХ

Представлены результаты измерений мягкого рентгеновского излучения, генерируемого по механизму параметрического рентгеновского излучения (ПРИ) электронами, проходящими тонкие мишени из кремния и пиролитического графита, которые установлены внутри камеры бетатрона. Измерены ориентационные зависимости спектров ПРИ от 19,5-33 МэВ электронов, проходящих 43 и 160 мкм кремниевые кристаллы и кристалл пиролитического графита толщиной 400 мкм. Показано, что бетатронный пучок генерирует квазимонохроматичное регулируемое по частоте излучение в области энергии фотонов 10-25 кэВ, которое испускается под большими (Брэгговскими) углами относительно направления падающего на кристалл пучка, т.е. в направлении низкого фона тормозного излучения. Эффект многократного прохождения электронов через мишень, который существует в достаточно тонких мишенях и увеличивает эммитанс пучка от прохождения к прохождению, не портит монохроматичности и направленности излучения.

Введение

До настоящего времени бетатроны использовались как источники тормозного излучения для различных практических применений. Ускоренный пучок электронов в бетатроне "сбрасывается" на толстую мишень, изготовленную из материала с большим атомным номером для получения максимального выхода излучения. Мишень устанавливается на внутреннем радиусе ускорительной камеры или близко к ее внешнему радиусу, например, на инжекторе электронов.

Недавно нами были начаты работы по исследованию генерации излучений в тонких внутренних мишенях, которые установлены также внутри камеры бетатрона. Как теоретически [1], так и экспериментально [2] было показано, что электроны могут проходить много раз через тонкие мишени, которые могут быть изготовлены из легких и из тяжелых материалов, и генерировать излучения (тормозное, переходное, параметрическое) с характеристиками, отличающимися от характеристик излучений, генерированных мононаправленным пучком при однократном прохождении толстых мишеней. Так, например, угловое распределение тормозного излучения из мишеней микронных толщин гораздо уже [2] чем распределения из толстых мишеней. Но, при этом, его угловая плотность близка к плотности излучения из толстых мишеней, а фон вне конуса излучения весьма низкий. Это можно использовать для эффективного локального облучения определенной части объекта без существенной фоновой нагрузки.

В данной экспериментальной работе приведены результаты измерений характеристик параметрического рентгеновского излучения (ПРИ), генерируемого 19,5-33 МэВ электронами бетатрона Б-35 в кристаллических мишенях из кремния или пиролитического графита, которые были установлены в камере бетатрона внутри равновесной орбиты.

Когда быстрый электрон пересекает кристалл под некоторым углом θ_0 относительно определенного набора атомных плоскостей кристалла, ПРИ испускается под большими (Брэгговскими) углами $\theta_D = 2\theta_0$ относительно направления движения электронов [3]. Угловые и спектральные распределения ПРИ довольно узкие, так как излучение определяется когерентным сложением волн, которые испускаются возбужденными атомами кристаллографических плоскостей. Этот тип излучения может быть использован для создания регулируемого источника монохроматичного и направленного излучения на базе низкоэнергетичных электронных ускорителей для ряда применений, так как его частота зависит от угла наклона кристалла θ_0 относительно пучка электронов.

Но, для области средних энергий электронов, которые характерны для бетатронов, эксперименты по ПРИ сделаны только с использованием хорошо коллимированных пучков от линейных ускорителей.

Эффект генерации ПРИ в случае внутреннего пучка бетатрона является более сложным, чем при использовании линейного ускорителя, из-за возможного эффекта многократного прохождения электронов через тонкую внутреннюю мишень. Этот эффект может изменить характеристики излучения электронов из-за постепенного увеличения эммитанса пучка и потерь энергии электронов от прохождения к прохождению. Работа проводилась в коллаборации с фирмой Adelphi Technology, Inc (М.А. Piestrup, С.К. Gary).

Экспериментальная установка

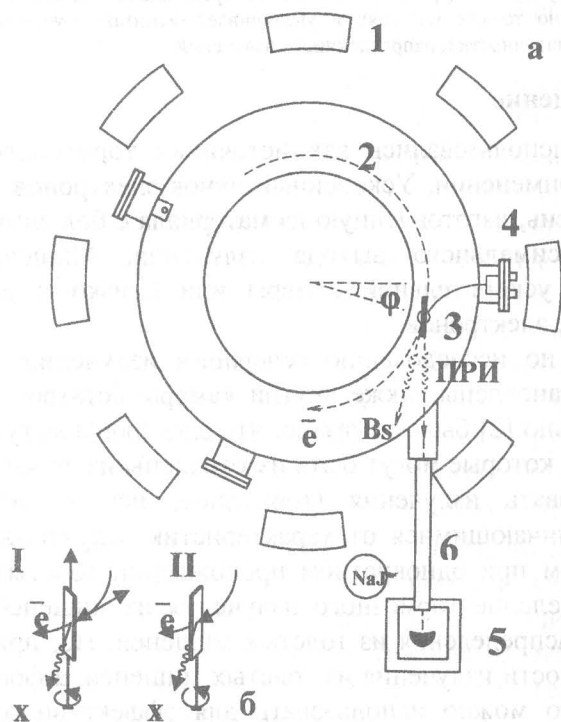


Рис.1. а) Экспериментальная установка: 1- магнит бетатрона, 2 - камера бетатрона, 3 - мишень внутри равновесной орбиты $R_0 = 245$ мм, 4 - гониометр, 5 - CdTe детектор, 6-вакуумный канал; б) Схемы вращений кристаллов (слева - Лауэ геометрия; справа - геометрия Брэгга)

Схема экспериментальной установки на базе 35 МэВ бетатрона (1) показана на рис.1,а. После инъекции 60 кэВ электронов в камеру бетатрона (2) и их ускорения до необходимой энергии на равновесной орбите с радиусом 245 мм, электроны сбрасывались на внутреннюю мишень (3) в течение 30 мкс включением дополнительного магнитного поля. После этого электроны могли много раз проходить мишень, генерируя излучение. При этом электронный пучок постепенно увеличивает свой эммитанс из-за многократного рассеяния и потерь энергии в мишени и выпадает на стенки камеры.

Исследуемая мишень закреплялась в гониометре (4) на радиусе $R_T = 210$ мм внутри равновесной орбиты и могла механически поворачиваться в плоскости орбиты электронов вокруг вертикальной оси I, а также оси II (рис.1,б), которая перпендикулярна поверхности кристалла. Частота повторений импульсов излучения ускорителя была 50 Гц. В эксперименте, ток электронов, сбрасываемых на мишень понижался до менее чем 10^{-12}

А путём снижения тока инжектора и подбора фазы сброса пучка. Расходимость электронного пучка была менее 0.3 мрад, а разброс по энергии составлял 0.5%. Энергия электронов могла изменяться в области 18-33 МэВ.

Геометрия генерации ПРИ показана на рис.1,а. Фотоны ПРИ, испускаемые из кристалла под большими углами к электронному пучку, проходили из камеры через 12 мкм лавсановую пленку и детектировались CdTe детектором (5), расположенным на расстоянии 100 или 148 см от мишени. Апертура детектора - 4 мм^2 , разрешение - 10% на энергии фотонов 8,1 кэВ.

Результаты эксперимента

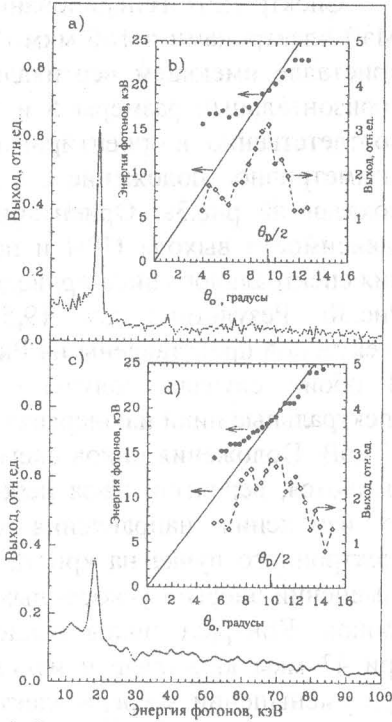


Рис.2. а) Спектр ПРИ 33 МэВ электронов в 43 мкм (220) *Si* кристалле при $\theta_0 = \theta_D/2 = 9,4^\circ$ в Лауэ геометрии; б) Ориентационные зависимости положения пика (точки) и выхода (ромбы) ПРИ 33 МэВ электронов в 43 мкм *Si* кристалле. Теоретическая ориентационная зависимость положения спектрального пика ПРИ показана сплошной линией; с) Спектр ПРИ, генерированного 23 МэВ электронами в 43 мкм (220) *Si* кристалле; д) Ориентационные зависимости положения пика (точки) и выхода (ромбы) ПРИ, генерированного 23 МэВ электронами в 43 мкм (220) *Si* кристалле. Сплошная линия – теоретическая ориентационная зависимость положения пика

Зависимости измерены при вращении кристалла вокруг вертикальной оси. Для сравнения, сплошной кривой показана теоретическая зависимость положения спектрального пика первого порядка, согласно теории [3]. Теоретическая ширина ориентационной зависимости составляет величину около $\Delta\theta_0 = 2.5[\gamma^{-2} + (\hbar\omega_p/E_\gamma)^2]^{0.5}$, где ω_p – плазменная частота, E_γ – энергия фотонов, γ – релятивистский фактор электрона. Экспериментальная ширина ориентационной зависимости выхода излучения больше, чем оцененная теоретически. Это может быть из-за многократного прохождения электронов через мишень, когда эммитанс пучка увеличивается от прохождения к прохождению. Зависимость позиции пика в спектре от ориентации кристалла также отличается от теоретической, которая рассчитана для узкоколлимированного пучка, вероятно, по той же причине. По нашим оценкам на основании результатов работы [2], число прохождений электронов через данный кристалл может составлять несколько десятков раз.

Спектр ПРИ 23 МэВ электронов, проходящих 43 мкм (220) *Si* кристалл, показан на рис.2,с. Видно, что ширина пика в спектре увеличивается до 2,6 кэВ при уменьшении энергии электронов, а контраст пика K уменьшается до 3. $FWHM$ ориентационной зависимости выхода излучения и поведение положения пика при изменении угла θ_0 , рис.2,д, отличаются от предсказываемых теорией, как и в случае 33 МэВ электронов.

В ходе экспериментов измерялись ориентационные зависимости спектров ПРИ, генерированного 20–33 МэВ электронами в кристаллах кремния и пиролитического графита. Кристаллы кремния выставлялись в камере бетатрона на радиусе $R_T = 210$ мм и в азимутальном положении φ , дающем угол θ_D около 21° для генерации ПРИ с энергией вблизи 20 кэВ. Использовалась геометрия Лауэ – это когда направление пучка электронов почти перпендикулярно поверхности кристаллической пластинки.

Спектр ПРИ 33 МэВ электронов, измеренный при угле $\theta_0 = 9,4^\circ$ между электронным пучком и (220) кристаллографическими плоскостями 43 мкм *Si* кристалла, имеющего вертикальный и горизонтальный размеры 7 и 5 мм, соответственно, показан на рис.2а. Спектр демонстрирует яркий пик с отношением его высоты к уровню фона (контрастом) $K=9$ и полной шириной на половине высоты ($FWHM$) около 1,5 кэВ. Спектральный пик изменяет свою позицию в спектре при изменении ориентации кристалла, как это и следует из теории ПРИ. Измеренные зависимости положения пика в спектре и выхода ПРИ от ориентации кристалла θ_0 показаны на рис.2б точками и ромбами, соответственно.

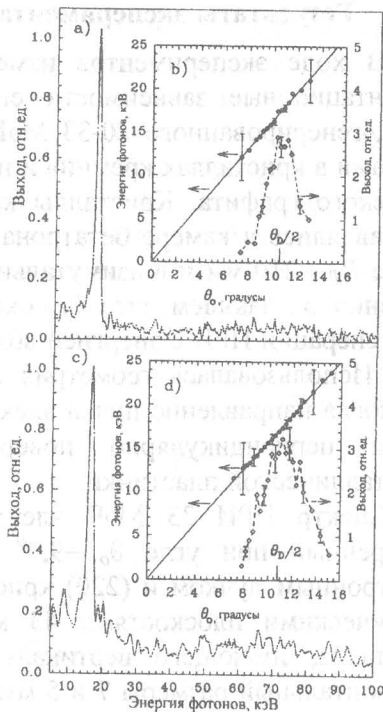


Рис.3. а) Спектр ПРИ, генерированного 33 МэВ электронами при симметричной ориентации 160 мкм (220) Si кристалла в Лауз геометрии; б) Ориентационные зависимости положения спектрального пика (точки) и выхода (ромбы) ПРИ. Сплошная линия – теоретическая зависимость положения пика ПРИ от ориентации кристалла; в) Спектр ПРИ, генерированного 19,5 МэВ электронами при симметричной ориентации 160 мкм (220) Si кристалла; д) Ориентационные зависимости положения пика (точки) и выхода (ромбы) ПРИ 19,5 МэВ электронов. Сплошная линия – теоретическая зависимость положения пика ПРИ от ориентации кристалла

шее согласие экспериментальных и теоретических данных для этого кристалла, вероятно, обусловлено меньшим влиянием эффекта многократного прохождения электронов через мишень из-за большей ее толщины, чем в первом случае.

Образец пиролитического графита (ПГ) был установлен в другой азимутальной позиции внутри камеры бетатрона для того, чтобы генерировать ПРИ с энергией фотонов также около 20 кэВ при угле наблюдения θ_D в интервале 9° - 10° . Кристалл ПГ использовался в Брэгговской геометрии, когда электроны падают на кристалл под скользящими углами к его поверхности. Высота, ширина и толщина мишени составляла 7; 5 и 0,4 мм, соответственно.

Спектры ПРИ, измеренные при углах $\theta_0 = 4^\circ; 4,7^\circ; 2,5^\circ$ между направлением 33 МэВ пучка электронов и (200) плоскостями ПГ показаны на рис.4,а, кривые 1-3, соответственно. Центральный пик получен при симметричной ориентации ПГ относительно направления электронного пучка и направления на коллимированный детектор ПРИ и имеет контраст $K=10$. $FWHM$ спектрального пика равна 3,75 кэВ. Это больше, чем в случае Si кристаллов и определяется, кроме всего прочего, также и мозаичностью ПГ. Высота пика уменьшается, а $FWHM$ увеличивается при разориентировании ПГ от симметричного положения.

Спектр ПРИ, генерированного 33 МэВ электронами в 160 мкм (220) Si кристалле, имеющем вертикальный и горизонтальный размеры 5 и 10 мм, соответственно, и ориентированном в симметричное положение с $\theta_D = 21^\circ$ показан на рис.3а. Ориентационные зависимости выхода ПРИ и положения спектрального пика приведены на Рис.3б. Результаты для 19,5 МэВ электронов представлены на Рис.3с,д. В обоих случаях получены яркие спектральные пики на энергиях 17,5 и 17 кэВ. Положения пиков слегка различаются, вероятно, из-за небольшого изменения направления сброса электронного пучка на кристалл при изменении энергии ускоренных электронов. Контраст пиков выше, чем при 43 мкм кристалле и изменяется при уменьшении энергии электронов с $K=14$ до 7. При этом ширина пика практически не изменяется и составляет около 1,5 кэВ.

$FWHM$ ориентационной зависимости выхода ПРИ увеличивается в 1,54 раза в то время как энергия электронов уменьшается в 1,7 раза. Ориентационные зависимости положения спектральных пиков хорошо согласуются с теоретическими, которые показаны сплошными линиями. Луч-

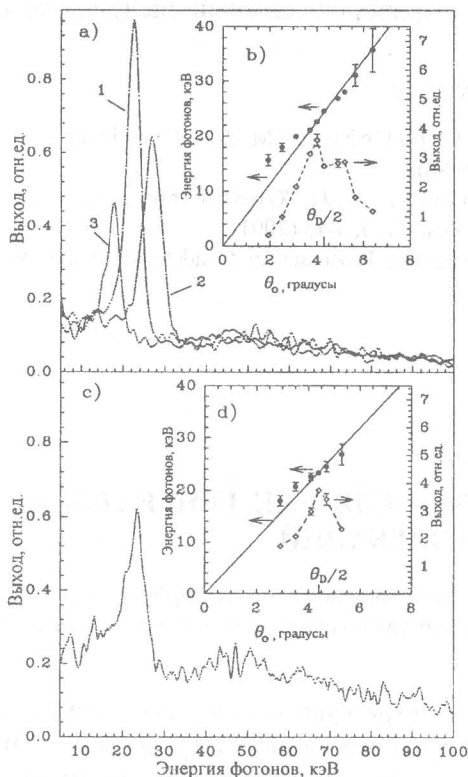


Рис.4. а) Спектр ПРИ, генерированного 33 МэВ электронами в (200) пиролитическом графите при ориентациях $\theta_0 = 4^0$; $4,7^0$; $2,5^0$, кривые 1-3, в Брэгговской геометрии; б) Ориентационные зависимости положения пика (точки) и выхода (ромбы) ПРИ 33 МэВ электронов. Сплошная линия – теоретическая зависимость для положения пика ПРИ; в) Спектр ПРИ 20 МэВ электронов при $\theta_0 = 4,4^0$; д) Ориентационные зависимости положения спектрального пика (точки) и выхода (ромбы) ПРИ 20 МэВ электронов. Сплошная линия – теоретическая ориентационная зависимость положения спектрального пика ПРИ

как интенсивность излучения довольно велика. Например, в случае пиролитического графита толщиной 4 мм по пучку угловая плотность потока 20 кэВ фотонов составляет около 0,04 фотонов/электрон/стерадиан при энергии 33 МэВ и $\theta_D = 2\theta_0 = 10^0$.

2. Такой источник рентгеновского излучения является регулируемым, так как частота излучения зависит от угла падения электронов относительно кристаллографических плоскостей. Наклоняя кристалл или перемещая коллиматор излучения, можно плавно изменять положение спектрального пика излучения.

3. Эффект многократного прохождения электронов через внутреннюю кристаллическую мишень практически не портит монохроматичности и направленности параметрического излучения, несмотря на постепенное увеличение эммитанса и энергетические потери пучка в течение развития процесса многократного прохождения. Этот эффект с успехом можно использовать для генерации еще более мягкого рентгеновского излучения, которое может быть перспективным для некоторых применений. Число прохождений электронов может быть очень велико – многие сотни [2] при микронных мишенях из легких материалов, которые необходимы для эффективной генерации 1-2 кэВ рентгеновского излучения по механизму, например, переходного излучения. При этом, поглощение излучения будет незначительным, из-за малой толщины мише-

Ориентационные зависимости выхода ПРИ и положения спектрального пика приведены на рис.4,б. Значение *FWHM* зависимости выхода ПРИ от угла θ_0 достаточно хорошо согласуется с теоретическим значением, но ход ориентационной зависимости положения пика отличается от теоретического в области малых углов ориентации θ_0 . Контраст спектрального пика ПРИ уменьшается при уменьшении энергии электронов, как это следует из Рис.4с, где приведен спектр, полученный для 20 МэВ электронов при $\theta_0 = 4,4^0$.

Выводы

Результаты измерений характеристик параметрического рентгеновского излучения, генерированного бетатронным пучком во внутренних кристаллических мишенях, позволяют сделать следующие выводы:

1. Бетатроны на средней энергии могут с успехом генерировать на внутренних кристаллических мишенях достаточно монохроматичное и направленное рентгеновское излучение, которое может быть использовано в практике, так

ни, а эффективный ток электронов через мишень, пропорциональный числу прохождений, будет максимальным.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. V.V. Kaplin, L. Lombardo, A.A. Mihal'chuk, M.A. Piestrup, S.R. Uglov, Nucl. Inst. and Meth. in Phys. Res. B145, 244-252 (1998).
2. V.V. Kaplin, S.R. Uglov, O.B. Bulaev, V.J. Goncharov, M.A. Piestrup and C.K. Gary, Nucl. Inst. and Meth. in Phys. Res. B173, 3-15 (2001).
3. M.I. Ter-Mikaelian, High Energy Electromagnetic Processes in Condensed Media, Wiley, New York (1972).

УДК 534.6.08

В. Я. ГРОШЕВ

ЭФФЕКТИВНОСТЬ ЭМА ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯ КАК ГЕНЕРАТОРА УЛЬТРАЗВУКОВЫХ КОЛЕБАНИЙ

В предлагаемой статье сделана попытка объяснить причины низкой эффективности ЭМА преобразователей, которая не может быть существенно увеличена за счет совершенствования их конструкции.

Как известно, эффективность возбуждения ультразвука с помощью электромагнитно-акустического преобразователя (ЭМАП) определяется двумя процессами – процессом возбуждения вихревого тока в поверхности изделия и процессом взаимодействия постоянного магнитного поля и объема вещества в материале изделия с протекающим по нему вихревым током.

Эффективность первого процесса можно оценить по уменьшению напряжения на возбуждающей катушке ЭМАП при ее приближении к поверхности изделия. На рис. 1 представлена снятая экспериментально зависимость амплитуды напряжения на возбуждающей катушке ЭМАП в зависимости от зазора между этой катушкой и поверхностью изделия (рабочая частота 1,25 МГц, начальная амплитуда – 280 В).

Из этой зависимости следует, что электромагнитная энергия достаточно эффективно поглощается материалом изделия (причем при весьма слабой зависимости от ρ контролируемого металла) – почти 30% излучаемой энергии поглощается в изделии при минимальном зазоре и примерно 1,5% – при зазоре в 2 мм. Если допустить, что процесс приема электромагнитной волны столь же эффективен, то общий коэффициент преобразования, обусловленный потокосцеплением катушек и изделия, должен был бы изменяться в этих условиях от $9 \cdot 10^{-2}$ до $2,25 \cdot 10^{-4}$. Допустим, что коэффициент трансформации от возбуждающей к приемной катушке равен 1. Допустим также, что всего 10% электрической энергии, поглощенной в изделии, преобразуется в механическую энергию ультразвуковых колебаний. В таком случае при начальной амплитуде напряжения на возбуждающей катушке 280 В амплитуда полезного выходного сигнала при изменении немагнитного зазора между ЭМАП и изделием должна была бы изменяться в пределах от 2,5 В

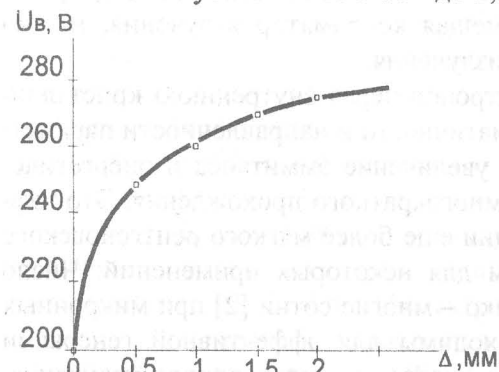


Рис.1

($280 \times 9 \cdot 10^{-2} \times 0,1$) до примерно 6 мВ, что соответствует уровню выходных сигналов, снимае-