

(10). Результаты измерений приведены в таблице и сравниваются с сечениями, вычисленными в борновском приближении [5]. Там же приведены значения экспериментальной погрешности. Специальных измерений характерных углов рассеяния для процесса (11) не проводилось, но, судя по оценкам, они близки к расчетным [5].

В заключение я выражаю свою благодарность Г.Д.Ведьманову, В.Н.Кудрявцеву, Ю.Г.Лазареву за помощь в проведении измерений.

### Список литературы

- [1] Месси Г., Бартон Е. Электронные и ионные столкновения. М.: ИЛ, 1958. 604 с.
- [2] Lazzizzera I., Zessa A. // Rev. Sci. Instrum. 1983. Vol. 54. N 5. P. 541-543.
- [3] Ведьманов Г.Д., Козлов В.П., Кудрявцев В.Н. и др. // ПТЭ. 1989. № 2. С. 47-50.
- [4] Федоренко Н.В. // ЖТФ. 1970. Т. 40. Вып. 12. С. 2481-2497.
- [5] Радченко В.И. Деп. в ВИНТИ. № 3524-В88. Свердловск, 1988. 12 с.

Уральский политехнический институт  
Екатеринбург

Поступило в Редакцию  
23 апреля 1992 г.

02;07;10  
© 1993 г.

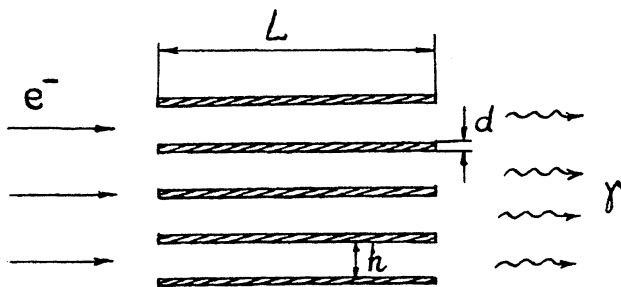
Журнал технической физики, т. 63, в. 3, 1993

## РЕНТГЕНОВСКОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ С УПОРЯДОЧЕННЫМИ МАГНИТНЫМИ СТРУКТУРАМИ

А.Н.Алмалиев, И.С.Баткин

1. Успехи в разработке методов генерации когерентного излучения предполагают возможность появления источников, имеющих целый ряд новых применений. Растущий в настоящее время интерес к источникам когерентного рентгеновского и гамма-излучения обусловлен в первую очередь расширением сферы их использования, например, в области технологии. Особый интерес вызывает применение рентгеновского излучения в литографии при производстве микросхем [1]. Жесткие требования, предъявляемые к излучению в этом случае (направленность, спектральная плотность, и т.д.), зачастую делают невозможным использование традиционных источников рентгеновского излучения и заставляют разрабатывать новые или совершенствовать уже имеющиеся способы получения такого излучения.

Высокой монохроматичностью и спектрально-угловой плотностью энергии обладает, как известно, ондуляторное излучение [2,3]. Однако увеличение частоты ондуляторного излучения за счет уменьшения пространственного периода  $T$  ондулятора наталкивается на значительные технические трудности, приводящие к невозможности создания ондулятора с периодом  $T < 1$  см. В связи с этим в ряде работ была исследована возможность получения высокоэнергетического излучения с использованием в качестве ондулятора естественные упорядоченные структуры (домены в ферромагнетике [4], вихревая структура в сверхпроводнике второго рода [5], кристаллическая решетка [6]). Наиболее простым с точки зрения его реализации представляется излучение, возникающее при



взаимодействии пучка заряженных частиц с доменной структурой ферромагнетика [4]. Следует заметить, однако, что получение узконаправленного монохроматического излучения в этом случае затруднено из-за невозможности выделения ондуляторного излучения на фоне излучения другой природы (например, тормозного).

В данной работе проведено теоретическое рассмотрение процесса генерации жесткого электромагнитного излучения релятивистскими электронами, взаимодействующими с объемной структурой, создаваемой системой тонких периодически намагниченных пленок. Показано, что в такой системе становится возможным эффективное выделение ондуляторной части излучения на фоне излучения другой природы.

2. На рисунке приведена схема взаимодействия электронного пучка с системой периодически намагниченных тонких пленок. Здесь  $d$  — толщина пленки,  $L$  — длина области намагничивания,  $h$  — расстояние между пленками.

Очевидно, что по отношению к электронам пучка, распространяющимся параллельно пленке на расстоянии  $R < a$  ( $a$  — поперечный размер области с отличным от нуля значением напряженности поля рассеяния) от поверхности пленки, каждая отдельная пленка представляет собой ондулятор с периодом, равным периоду намагничивания.

Спектрально-угловые характеристики ондуляторного излучения удобно описывать параметром  $p$ , который представляет собой отношение максимального угла отклонения электрона от оси к эффективному углу излучения [3]. Для магнитного поля, меняющегося по синусоидальному закону, фактор  $p$  определяется соотношением [3] (используется релятивистская система единиц  $\hbar = m = c = 1$ )

$$p = eHT/2\pi, \quad (1)$$

где  $H$  — напряженность магнитного поля рассеяния пленки,  $T$  — период намагничивания,  $e$  — заряд электрона.

Полагая период изменения магнитного поля пленки  $T \sim 0.005$  см и  $H = 0.05$  Тл [7], для параметра  $p$  получим величину, равную  $\sim 2 \cdot 10^{-4}$ . В соответствии с физическим смыслом параметра  $p$  это означает, что излучающая частица совершает колебания с нерелятивистской скоростью ( $p \ll 1$ ) и излучение является дипольным. При энергии электронов  $E_e = 100$  МэВ минимальная длина волны излучения в этом случае будет равна  $10 \text{ \AA}$  ( $E_\gamma = 1.2$  кэВ). Фотоны, частоты которых лежат в интервале  $\Delta\omega$ , испускаются в основном в телесный угол  $\Omega_0 = 2\pi \sin \theta \Delta\theta$ , где

$\Delta\theta = 1/\gamma\sqrt{N}$ ,  $N$  — число периодов ондулятора,  $\gamma = E_e/mc^2$  — релятивистский фактор. Для спектрально-угловой плотности излучения в этом случае справедлива оценка [2]

$$\frac{d^2 w}{d\Omega d\omega} = \frac{1}{3} e^2 p^2 \gamma^2 N^2. \quad (2)$$

В том случае, когда ондуляторное излучение образуется при взаимодействии электронного пучка с одной периодически намагниченной пленкой, возникают проблемы, связанные, во-первых, с низкой эффективностью преобразования энергии пучка в излучение и, во-вторых, с ограниченностью области пространства, в которой сформировано периодическое магнитное поле. Действительно, при поперечном размере пучка  $r_{\perp}$  только его часть, равная  $\Delta l/r_{\perp}$ , будет давать вклад в излучение определенной частоты. Здесь  $\Delta l$  — расстояние, на котором поле рассеяния может считаться постоянным. Более точные оценки позволяют определить относительное изменение частоты за счет неоднородности поля и углового разброса частиц в пучке [2]

$$\frac{\Delta\omega}{\omega} = 2 \left[ \frac{\Delta\gamma}{\gamma} - \frac{p^2}{1+p^2} - \frac{1}{2} \frac{\Psi_{\beta}^2}{1+p^2} \right]. \quad (3)$$

Здесь  $\Delta\gamma$  и  $\Psi_{\beta}$  описывают разброс частиц пучка по энергии и углу соответственно,  $\Psi_{\beta} = \gamma\beta_{\perp}$ . Неоднородность поля ондулятора в поперечном направлении описывается изменением параметра  $p$ .

Использование нескольких магнитных пленок в нашем случае позволяет существенно увеличить эффективность генерации жесткого электромагнитного излучения. Выбор расстояния между пленками из условия  $h < \Delta l'$  ( $\Delta l'$  — характерный размер неоднородности магнитного поля) дает возможность отказаться от необходимости предъявлять жесткие требования к качеству электронного пучка, что позволит использовать для получения излучения, например, пучок микротрона.

Заметим, что рассмотренный способ генерации позволяет эффективно выделить сравнительно низкоэнергетическое ондуляторное излучение на фоне более жесткого тормозного спектра. Действительно, релятивистские электроны с энергией  $E_e$  испускают фотоны тормозного излучения под средним углом  $\theta_0 \sim mc^2/E_e$  к направлению движения электрона. Ондуляторное излучение испускается под углом  $\theta \sim 1/\gamma\sqrt{N}$ , следовательно, в области максимума ондуляторного излучения интенсивность тормозного излучения оказывается в  $N$  раз меньше. Кроме того, тормозное излучение возникает при попадании электронов в вещество пленки, в то время как ондуляторное излучение генерируется в свободном пространстве. В предельной геометрии расстояние между пленками больше чем их толщина, следовательно, относительный выход тормозного излучения уменьшается. Наконец, заметим, что учет перерассеяния электронов в материале пленки и эффектов поглощения гамма-квантов приводит к тому, что вкладом тормозного излучения в общую интенсивность можно пренебречь.

При использовании нескольких магнитных пленок становится возможным уширение линии излучения за счет разброса в периоде намагничивания пленок. Уменьшения разброса, а следовательно, и сужения линии

излучения можно достичь путем одновременного намагничивания пленок при записи на них периодического сигнала.

3. Сравним характеристики данного вида ондуляторного излучения с синхротронным.

Верхняя граница для спектрально-угловой плотности энергии синхротронного излучения имеет вид [3]

$$\frac{d^2w}{d\Omega d\omega} = 5 \cdot 10^{-4} \gamma^2. \quad (4)$$

Из сравнения этого выражения с (2) видно, что при величине поля рассеяния  $H = 0.2$  Тл и периоде  $T \sim 0.02$  см плотность энергии ондуляторного излучения данного вида уже при длине ондулятора  $L = 20$  см в 4 раза превышает плотность энергии синхротронного излучения и требует пучков электронов более низких энергий. Например, для получения гамма-квантов с энергией 0.7 кэВ на ондуляторе с периодом, равным 0.02 см, энергия электронов в пучке должна быть равна 80 МэВ, в то время как синхротронное излучение той же энергии получается на пучке 0.8 ГэВ (синхротрон "BESSY").

Заметим также, что величина поля рассеяния, а следовательно, и спектрально-угловая плотность энергии излучения может быть в данном случае увеличена за счет применения магнитной пленки с более высокой самопроизвольной намагниченностью.

#### Список литературы

- [1] *Моро У.* Микролитография. М.: Мир, 1990.
- [2] *Базылев В.А., Жеваго Н.К.* Излучение быстрых частиц в веществе и во внешних полях. М.: Наука, 1987.
- [3] *Никитин М.М., Эпп В.Я.* Ондуляторное излучение. М.: Энергоатомиздат, 1988.
- [4] *Братман В.Л., Генкин Г.М., Зильберберг В.В.* // ЖТФ. 1982. Т. 8. Вып. 1. С. 970-973.
- [5] *Баткин И.С., Алмалиев А.Н., Копытин И.В.* // ЖТФ. 1986. Т. 56. Вып. 6. С. 1193-1194.
- [6] *Кумахов М.А.* Излучение каналированных частиц в кристаллах. М.: Энергоатомиздат, 1986.
- [7] *Мишин Д.Д.* Магнитные материалы. М.: Высшая школа, 1991.

Воронежский университет

Поступило в Редакцию  
24 февраля 1992 г.  
В окончательной редакции  
20 октября 1992 г.