

ԵՐԵՎԱՆԻ ՖԻԶԻԿԱԿԱՆ ԻՆՏԻՏՈՒՏ
ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

ԳՐԱԿԱՆ ԶԱՂԱՐԴՈՒՄ ՆԱՍԿՈՒՄ ՍՈՑԻԱԼԻՍՏԻԿԱՆ ԳՐԱԿԱՆ ԶԱՂԱՐԴՈՒՄ
НАУЧНОЕ СООБЩЕНИЕ

2007

ЕФИ-99(74)

*Г.А.Абгарян, Р.О.Абрамян, А.А.Асланян,
Н.Е.Григорян, Г.Н.Ерицян, Ф.К.Карапетян,
Р.А.Мелконян, Ю.Р.Назарян, А.А.Саакян,
В.А.Саакян*

РАСЧЕТНЫЕ ПАРАМЕТРЫ СИНХРОТРОННОГО
ИЗЛУЧЕНИЯ ЕРЕВАНСКОГО УСКОРИТЕЛЯ ЭЛЕКТРОНОВ



Г.А.АБГАРЯН, Р.О.АБРАМЯН, А.А.АСЛАНЯН,
Н.Е.ГРИГОРЯН, Г.Н.ЕРИЦЯН, Ф.К.КАРАПЕТЯН,
Р.А.МЕЛКОНЯН, Ю.Р.НАЗАРЯН, А.А.СААКЯН,
В.А.СААКЯН

РАСЧЕТНЫЕ ПАРАМЕТРЫ СИНХРОТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ
ЕРЕВАНСКОГО УСКОРИТЕЛЯ ЭЛЕКТРОНОВ

Приводятся параметры синхротронного излучения
Ереванского ускорителя электронов, рассчитанные на
ЭМ по известной теории синхротронного излучения.
Даются спектральные, угловые и поляризационные
распределения в широком диапазоне спектра в система-
тизированной форме, удобной для использования при
экспериментальных исследованиях.

Ереванский физический институт
Ереван 1974 г.

Scientific Report 99 (74)

G.A.ABGARYAN, A.A.ASLANYAN, R.O.ABRAMYAN,
N.E.GRIGORYAN, G.N.ERITSYAN, F.K.KARAPETYAN,
R.A.MELKONYAN, Yu.Hr.NAZARYAN, A.A.SAAKYAN

CALCULATED PARAMETERS OF SYNCHROTRON
RADIATION OF YEREVAN ACCELERATOR ARUS

The parameters of synchrotron radiation of Yerevan
synchrotron were calculated for electron energy from 1
to 6 Gev and wave lengths equal to 1Å, 10Å, 100Å,
1000Å,

Yerevan Physics Institute
Yerevan 1974

ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

Научное сообщение ЕФИ-99(74)

Г. А.АБГАРЯН, Р.О.АБРАМЯН, А.А.АСЛАНЯН
Н.Е.ГРИГОРЯН, Г.Н.ЕРИЦЯН, Ф.К.КАРАПЕТЯН,
Р.А.МЕЛКОНЯН, Ю.Р.НАЗАРЯН, А.А.СААКЯН,
В.А.СААКЯН

РАСЧЕТНЫЕ ПАРАМЕТРЫ СИНХРОТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ
ЕРЕВАНСКОГО УСКОРИТЕЛЯ ЭЛЕКТРОНОВ

Ереван 1974

Движущиеся по круговой орбите электроны излучают электромагнитную энергию с непрерывным спектральным распределением, простирающимся от рентгеновской до дальней инфракрасной области.

Формулы для спектрального распределения излучения ускоренных электронов были выведены впервые в 1898г. [1] Однако более или менее систематические расчеты и измерения параметров синхротронного излучения проводились, начиная с 1947 г., в связи с запуском электронных ускорителей [2-7]. Эти исследования дали конкретную теорию для определения спектрального, углового распределения и степени поляризации синхротронного излучения при различных энергиях ускоренных электронов. Спектральное распределение моноэнергетических электронов в момент t на единичный интервал длин волн в окрестности λ выражается [3]

$$J(t, \lambda) = \frac{3^{5/2}}{16\pi^2} \frac{e^2 c}{R^3} \gamma^7 G(y), \quad (1)$$

где J - мощность излучения, e - заряд электрона, c - скорость света, R - радиус кривизны орбиты электронов, $\gamma = E/mc^2$, E, m - энергия и масса электрона. Последняя функция в (1) представляет собой некото-

рую функцию распределения, учитывающую суммирование членов, содержащих различные частоты. Она имеет вид:

$$G(y) = y^3 \int_0^{\infty} K_{5/3}(\eta) d\eta; \quad y = \frac{\lambda_c}{\lambda}; \quad \lambda_c = \frac{4\pi R}{3} \gamma^{-3} \quad (2)$$

λ_c - критическая длина волны; она характеризует данный ускоритель с определенной энергией электронов. $K_{5/3}$ представляет собой модифицированную функцию Бесселя второго рода от дробного аргумента или так называемую функцию Мак-Дональда порядка 5/3. Значения $G(y)$ в зависимости от y приведены на рис.1. Поскольку для вычисления углового распределения и поляризации нужны были также значения $K_{5/3}$, $\int K_{5/3}(\eta) d\eta$, $K_{1/3}$, $K_{2/3}$, то была составлена программа для этих расчетов на ЭВМ. Программа была составлена на языке АЛГОЛ-60 для машины М-222, она приводится в приложении. По данным машинного расчета вычислялась кривая спектрального распределения, кривая мощности усредненного углового распределения, углового распределения и поляризации. Для расчета усредненной по времени мощности излучения использовался закон увеличения энергии электронов за цикл ускорения ($T = 10$ мсек):

$$E_t = E_m \sin^2\left(\frac{\pi t}{2T}\right). \quad (3)$$

Используя (3) и (1), можно получить усредненные по T значения интенсивности излучения:

$$\bar{J}(\lambda, E_m) = \frac{1}{T} \int_0^T J(\lambda, E(t)) dt = \frac{81}{8\pi^4} \frac{e^2 c}{R^3} \gamma_m^8 \left(\frac{\lambda_m}{\lambda}\right)^4 L(\lambda, E_m), \quad (4)$$

где $\lambda_m = \frac{4\pi R}{3} \gamma_m^{-3}$ - критическая длина волны в усредненном случае для конечных энергий электронов.

Рассчитанные по формулам (1) и (4) кривые спектрального распределения интенсивности синхротронного излучения показаны на рис.2 и 3.

В [6] получено выражение для углового распределения синхротронного излучения. Оно имеет вид:

$$J(\lambda, \psi) = \frac{27}{32\pi} \frac{e^2 c}{R^3} \left(\frac{\lambda_c}{\lambda}\right)^4 \gamma^2 [1 + (\gamma\psi)^2]^2 \times \left\{ K_{2/3}^2(\xi) + \frac{(\gamma\psi)^2 K_{1/3}^2(\xi)}{1 + (\gamma\psi)^2} \right\}, \quad (5)$$

где $\xi = \frac{\lambda_c}{2\lambda} [1 + (\gamma\psi)^2]^{3/2}$

ψ - угол между плоскостью орбиты электронов и направлением излучения. Усреднение этого выражения по времени ускорения позволяет получить формулу, учитывающую максимальную конечную энергию E_m :

$$\bar{J}(\lambda, \psi, E_m) = \frac{1}{T} \int_0^T J(\lambda, \psi, E(t)) dt = \frac{81}{8\pi^4} \frac{e^2 c}{R^3} \gamma_m^8 \left(\frac{\lambda_m}{\lambda}\right)^4 L(\lambda, \psi, E_m). \quad (6)$$

На рис.4-4г представлены угловые зависимости синхротронного излучения в случае моноэнергетических электронов. Как показывают расчеты, усреднение в этом случае даёт незначительное изменение.

Если проинтегрировать (6) по λ , как это сделано в [7], получится полное угловое распределение синхротронного излучения для всех длин волн:

$$J(\psi) = \frac{7}{16} \frac{e^2 c}{R^2} \gamma^5 [1 + (\gamma\psi)^2]^{5/2} \times \left\{ 1 + \frac{5}{7} \frac{(\gamma\psi)^2}{1 + (\gamma\psi)^2} \right\}. \quad (7)$$

Отсюда легко получить полную мощность синхротронного излучения, зависящую только от E_m , путем интегрирования по ψ :

$$J(E_{max}) = \frac{35}{192} \frac{e^2 c}{R^2} \gamma_{max}^4$$

или в более упрощенной форме:

$$J_{ГэВ/сек} = 11,53 \frac{E_{ГэВ}^4}{R^2_{метр}}$$

Это соотношение фактически определяет потери энергии ускоряемых частиц на синхротроне. Например, для ускорителя АРУС, для того, чтобы достичь энергии электронов, равной 6 ГэВ, необходимо дополнительно сообщить им энергию порядка 24 ГэВ.

Одной из особенностей синхротронного излучения является высокая степень его поляризации. В формуле (5) первый и второй члены в фигурных скобках представляют собой интенсивности компонент излучения, поляризованых параллельно и перпендикулярно электронной орбите (рис.5). Следовательно, степень поляризации, определяемая как $P = (J_{||} - J_{\perp}) / (J_{||} + J_{\perp})$, является функцией длины волны и угла относительно плоскости орбиты электронов [8]:

$$P(\lambda, \psi) = \frac{K_{2/3}^2 - \left[\frac{(\gamma\psi)^2}{1 + (\gamma\psi)^2} \right] \cdot K_{1/3}^2}{K_{2/3}^2 + \left[\frac{(\gamma\psi)^2}{1 + (\gamma\psi)^2} \right] \cdot K_{1/3}^2}. \quad (8)$$

На рис.6-6б показана зависимость степени поляризации от угла ψ для различных значений длин волн синхротронного излучения АРУС, рассчитанная для энергий электронов, равных 6 ГэВ, 4 ГэВ, 2 ГэВ, соответственно. Для расчета поляризации общей мощности можно использовать формулу (7), где опять же первый член в фигурных скобках даёт компоненту излучения, поляризованную параллельно, а второй - перпендикулярно орбите электронов. Оценка показывает, что для характеристики поляризации усреднение по времени ускорения существенной роли не играет.

До сих пор говорилось в основном о мощности излучения, однако удобно для спектрометрических работ иметь распределение интенсивности, выраженное в числах фотонов за сек. На рис.7 представлены такие зависимости, вычисленные по формуле:

$$N(\lambda) = 2,46 \cdot 10^{13} \left(\frac{\lambda}{\lambda_c} \right)^2 E g(y) \lambda^{-1}. \quad (9)$$

Значения функции $g(y)$ взяты из таблицы II работы [8]. Необходимо отметить, что эти данные согласуются с приведенными в работе [9], где выполнялись расчёты и измерения числа фотонов в сек в диапазоне 0,6 - 2 Å для синхротронного излучения АРУС.

Однако, для согласования расчёта с эксперимента-

ми на реальных ускорителях необходимо учитывать ряд факторов, зависящих от особенностей конструкции и режима работы ускорителя. Прежде всего, необходимо отметить, что так как синхротронное излучение имеет место только в моменты нахождения частицы в электромагнитном поле ускорителя, а длина магнита составляет лишь часть длины равновесной орбиты, то поправочным коэффициентом в этом случае является отношение этих длин. Для ускорителя АРУС этот коэффициент равен 0,7.

Далее, накопительное кольцо и синхротрон, имеющие одинаковые энергии электронов и размеры, дают совершенно разные мощности синхротронного излучения; в накопителе эта мощность на несколько порядков больше из-за больших значений токов, непрерывного режима работы и моноэнергетичности электронов и т.д.

Для сравнения параметров различных ускорителей и накопителей приводится сводная таблица характеристик параметров этих ускорителей и синхротронного излучения (см. таблицу 1).

В заключение необходимо отметить, что уникальные свойства синхротронного излучения делают его незаменимым источником электромагнитных волн в широком диапазоне частот. Не останавливаясь на многочисленных областях его применений (см., например, [10-14]), мы отметим лишь некоторые технические трудности, возникающие при использовании синхротронного излучения. В частности, создание вакуумпровода для синхротронного излучения и стыковка его с вакуумной камерой кольцевого ускорителя; создание монохроматоров высокого разрешения, а также регистрация излучения в вакуумной ультрафиолетовой и мягкой рентгеновской областях спектра.

Таблица 1. Источники синхротронного излучения вакуумных ультрафиолетовых лучей

	E (Гэв)	(м)	I ⁰ (А)	A	I ⁰ А				
					10 ⁰ А	100 А	1000 А	10000 А	
ДЕЗИ	7.5	31.7	0.42	30	9000	600	30	1.6	
АРУС	6.0	24.65	0.65	22	8000	760	38	1.9	
НИНА	5.0	20.8	0.93	20	7000	760	43	2.2	
ИНС-СОР	Бонн, ФРГ	7.65	3.5	30	470	510	36	1.8	
	Москва, СССР	1.36		10					
	Токио, Япония	1.3	4.0	9.9	50				
ВЭПП-2	Фраскати, Италия	1.1	3.6	15	14				
	Новосибирск, СССР	0.68	2	35	10				
	Москва, СССР	0.68							
СУФЭ	Бонн, ФРГ	0.50	1.7	76	30				
	Гейтерсбург, США	0.18	0.83	795	5				
	Брауншвейг, ФРГ	0.14	0.46	947					
ДОРИС	Гамбург, ФРГ ^б , в	3.5	12.12	1.58	200 ⁰	3600	760	41	2.2
	США	3.5	26.0	3.38	30				
	США	2.5	12.7	4.54	250	200	640	39	2.1
ВЭПП-3	Новосибирск, СССР	2.0 ⁰	5.55 ⁰	3.88 ⁰	250 ⁰	290 ⁰	440 ⁰	31 ⁰	1.6 ⁰
	Дрезден, Англия	2.0 ⁰	3.8	3.8	1000 ⁰	270 ⁰	460 ⁰	27 ⁰	1.4 ⁰
	Орсей, Франция	1.8	4.5 ⁰	4.61 ⁰	100 ⁰	130 ⁰	380 ⁰	28 ⁰	1.5 ⁰
ДСИ	Слаутон, США	1.76 ⁰	12.12	12.7	1000 ⁰	0.11	230	36	1.9
	Гамбург, ФРГ ^б , в	1.75	12.12	12.7	1000 ⁰	0.11	230	36	1.9
	Орсей, Франция	0.55	1.11	30	100 ⁰		18	14	1.76
ПСЛ-11	Токио, Япония ⁰	0.30	1.1	228	100 ⁰			1.8	0.72
	Слаутон, США	0.24	0.64	260	20			1.1	0.61
	Гейтерсбург, США ^Г	0.18	0.83	795	10				0.52

ИСТОЧНИКИ СИНХРОТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ВАКУУМНЫХ УЛЬТРАФИОЛЕТОВЫХ ЛУЧЕЙ

Примечания к таблице 1

- а Интенсивность излучения в фотон/Å.сек.мÅ.мR x 10⁻¹⁰.
- б машины, которые запущены в 1974 г.
- в ДОРИС - та же машина на две энергии.
- г Превращение из синхротрона в ядерный накопитель.
- е Предложенные новые машины, которые в настоящее время не функционируют.

Подписи к рисункам

- Рис.1 - Универсальная кривая спектрального распределения излучения моноэнергетических электронов.
- Рис.2 - Рассчитанное спектральное распределение интенсивности синхротронного излучения моноэнергетических электронов различных энергий.
- Рис.3 - Рассчитанное спектральное распределение интенсивности синхротронного излучения, усреднённое по времени ускорения, для различных конечных энергий ускоренных электронов.
- Рис.4 - Угловое распределение синхротронного излучения моноэнергетических электронов с энергией 6 Гэв для различных длин волн.
- Рис.4а - Угловое распределение синхротронного излучения моноэнергетических электронов с энергией 5 Гэв для различных длин волн.
- Рис.4б - Угловое распределение синхротронного излучения моноэнергетических электронов с энергией 4 Гэв для различных длин волн.
- Рис.4в - Угловое распределение синхротронного излучения моноэнергетических электронов с энергией 3 Гэв для различных длин волн.
- Рис.4г - Угловое распределение синхротронного излучения моноэнергетических электронов с энергиями 1-2 Гэв для различных длин волн.
- Рис.5 - Угловое распределение для обеих компонент поляризации синхротронного излучения при $\lambda = 1000 \text{ \AA}$ и $E = 4 \text{ Гэв}$,
1 - параллельная компонента
2 - перпендикулярная компонента

Рис.6 - Рассчитанное угловое распределение степени поляризации синхротронного излучения моноэнергетических электронов с энергией 6 Гэв для различных длин волн.

Рис.6а- Рассчитанное угловое распределение степени поляризации синхротронного излучения моноэнергетических электронов с энергией 4 Гэв для различных длин волн.

Рис.6б- Рассчитанное угловое распределение степени поляризации синхротронного излучения моноэнергетических электронов с энергией 2 Гэв для различных длин волн.

Рис.7 - Спектральное распределение интенсивности синхротронного излучения для различных конечных энергий ускоренных электронов.

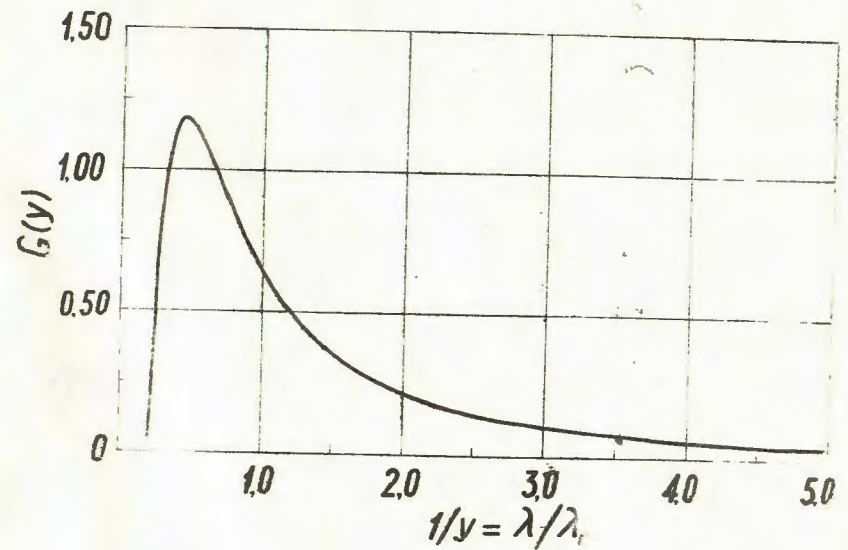


Рис 1

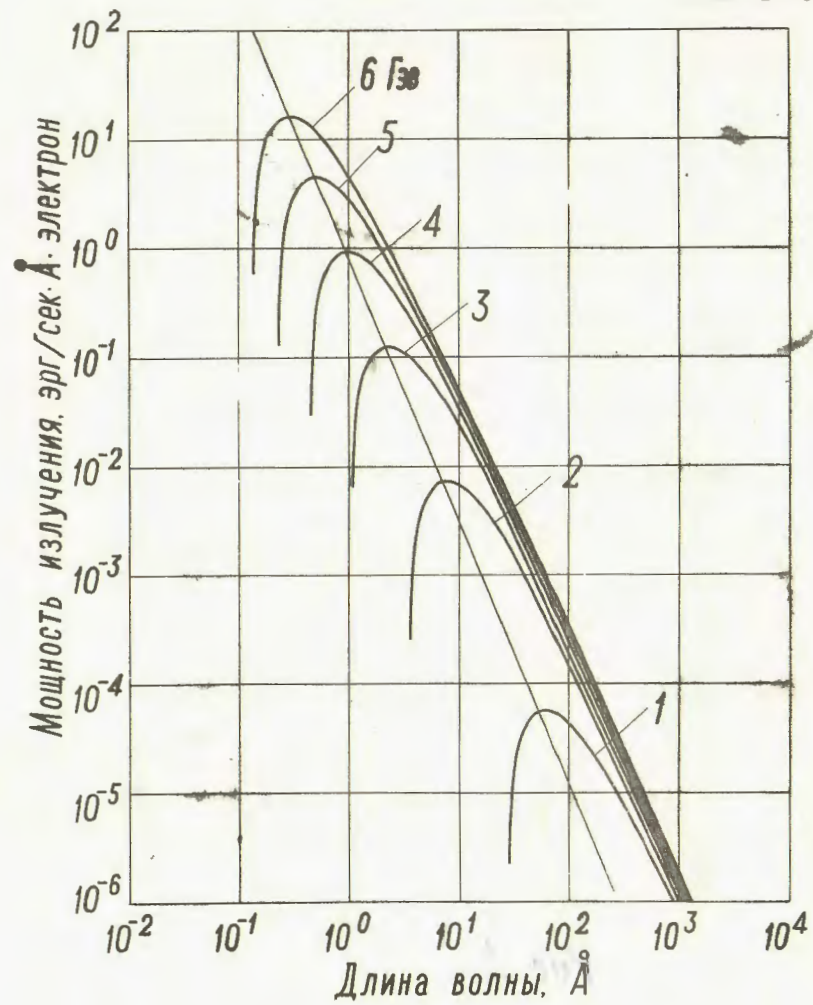


Рис. 2

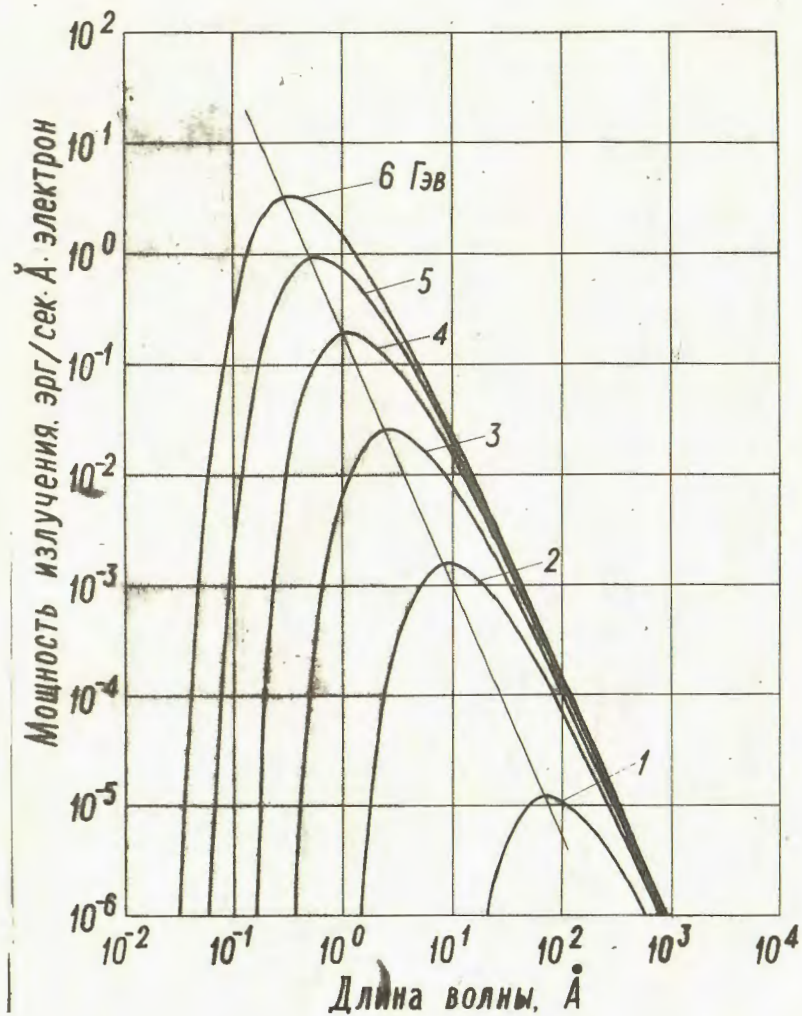


Рис. 3

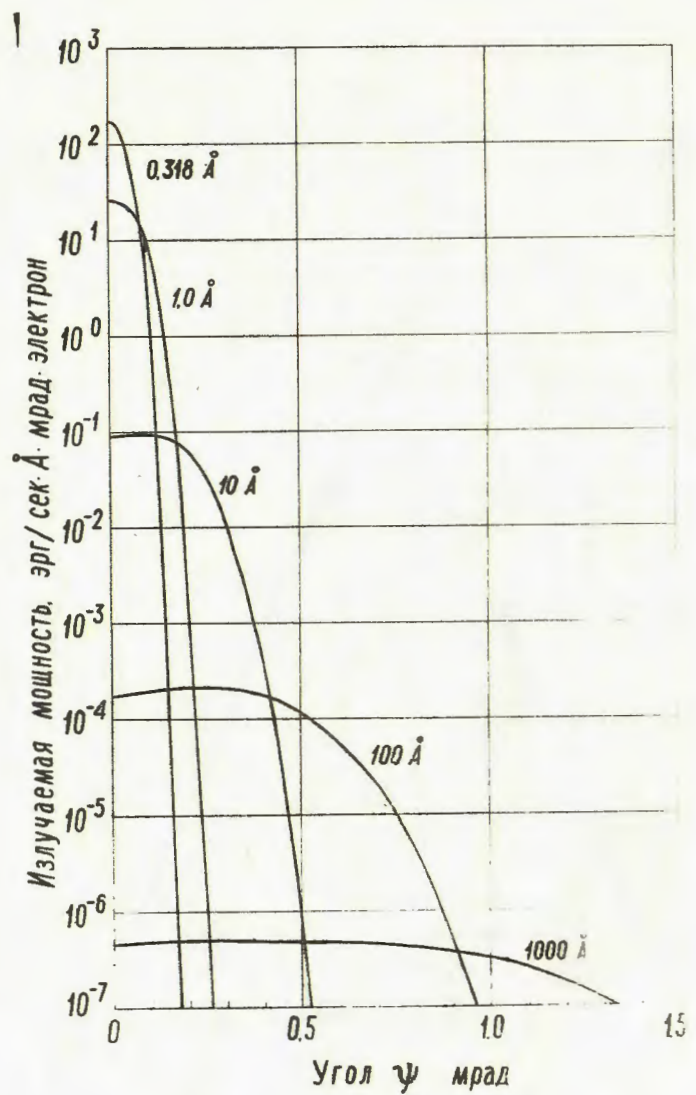
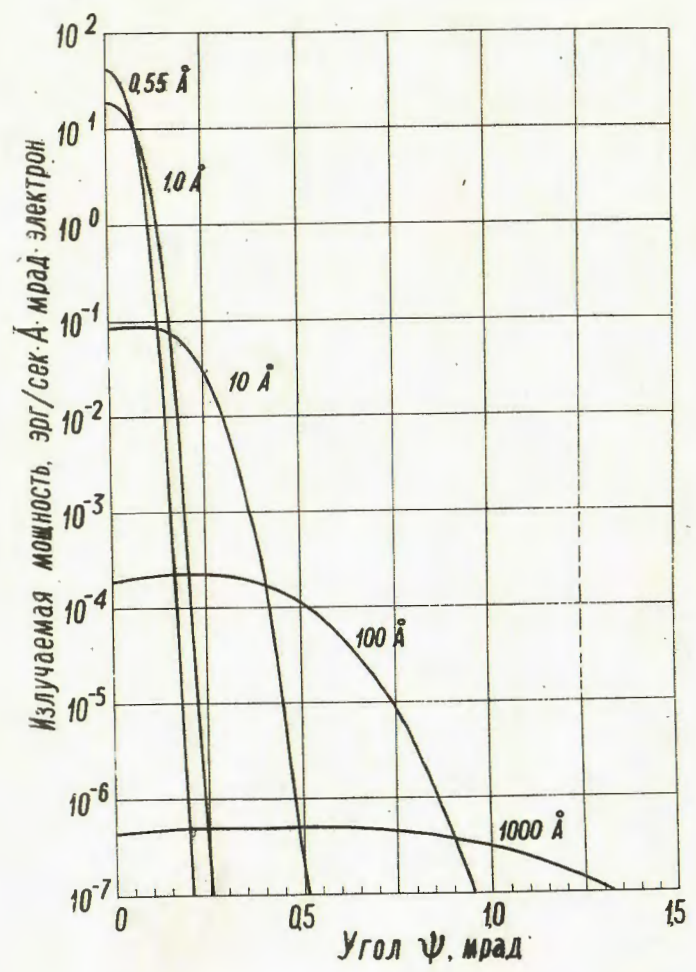


Рис. 4



$E = 5 \text{ ГэВ}$

Рис. 5а

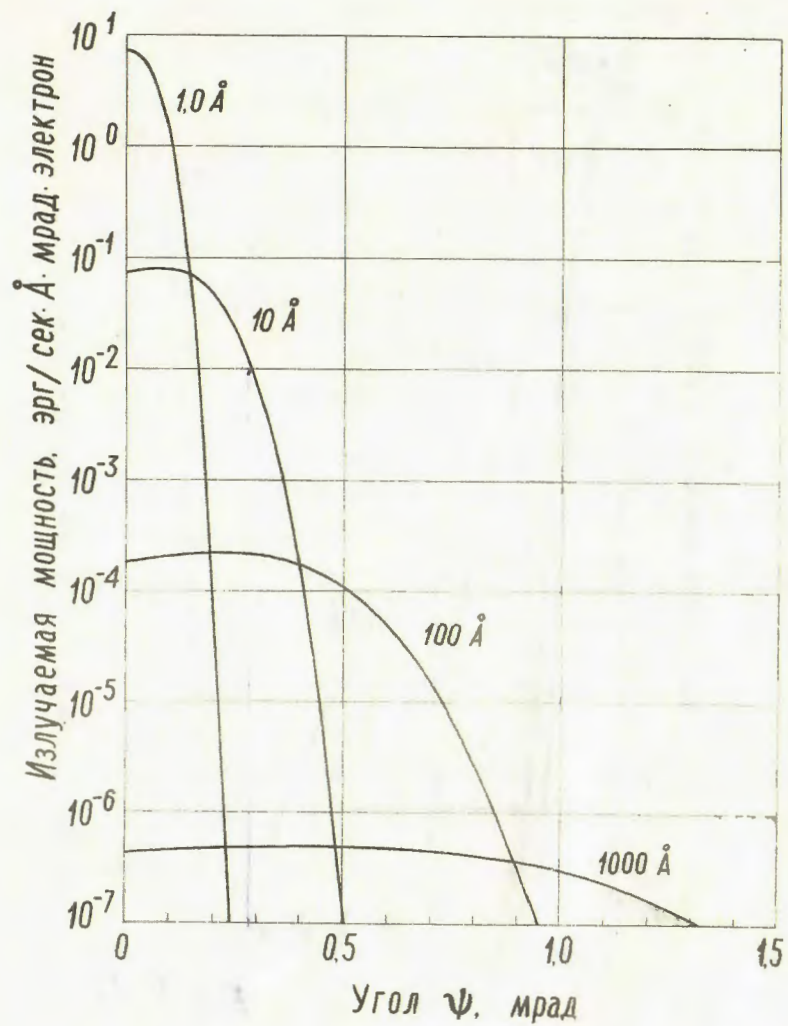


Рис. 45

4 GeV

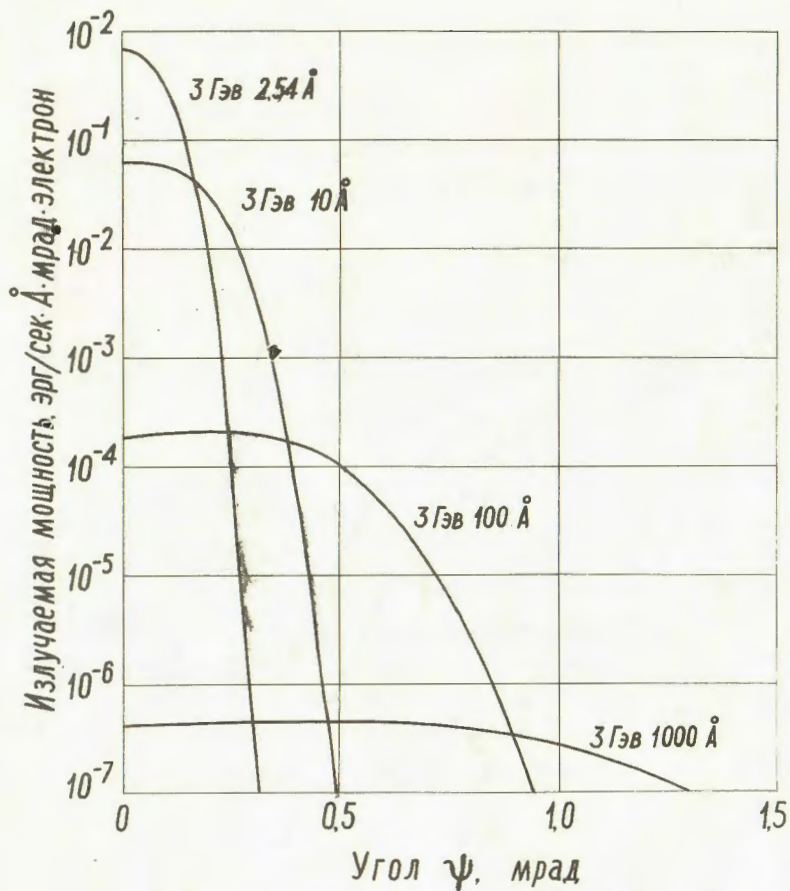


Рис. 46

3 GeV

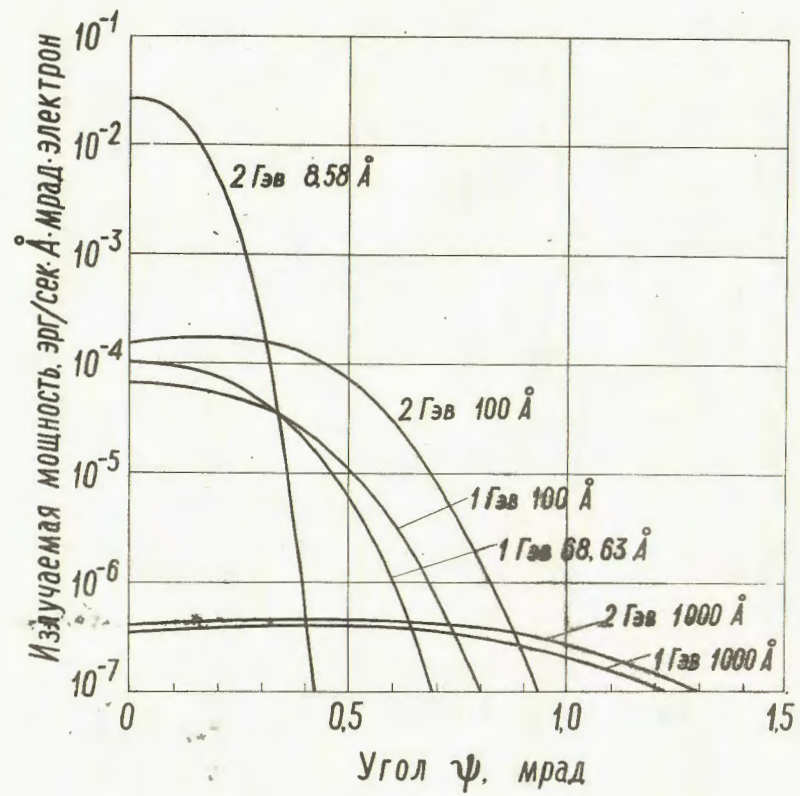


Рис. 42

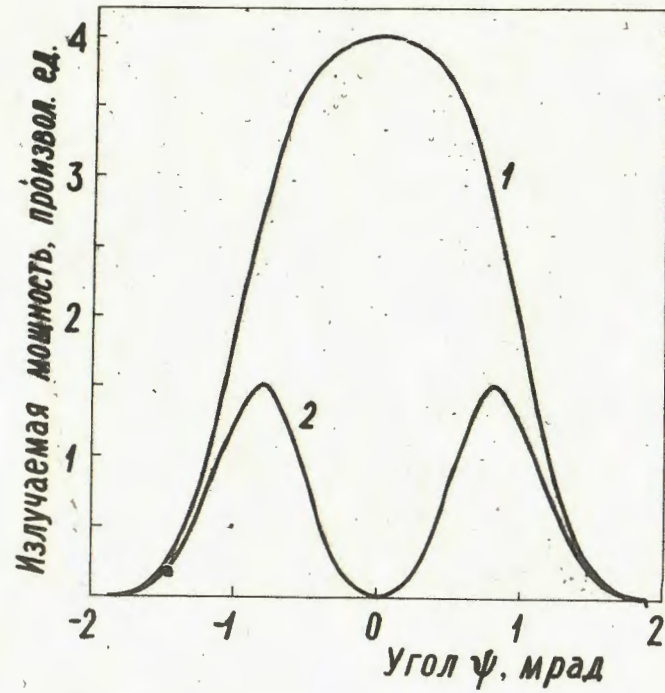


Рис. 5

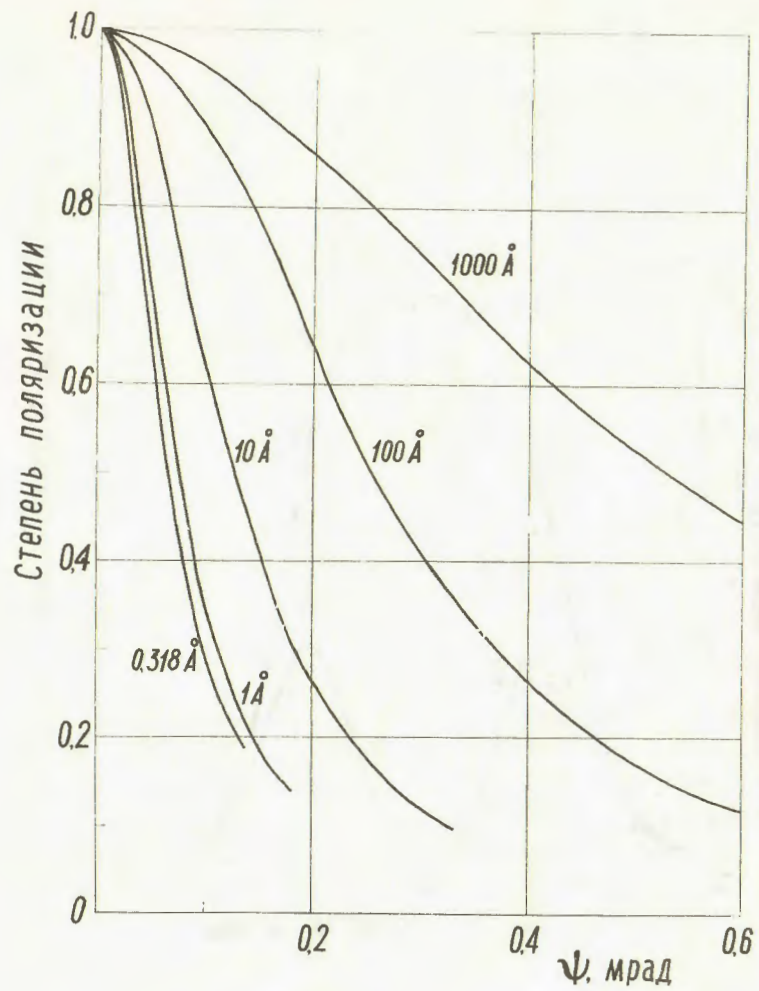


Рис. 6

8.519

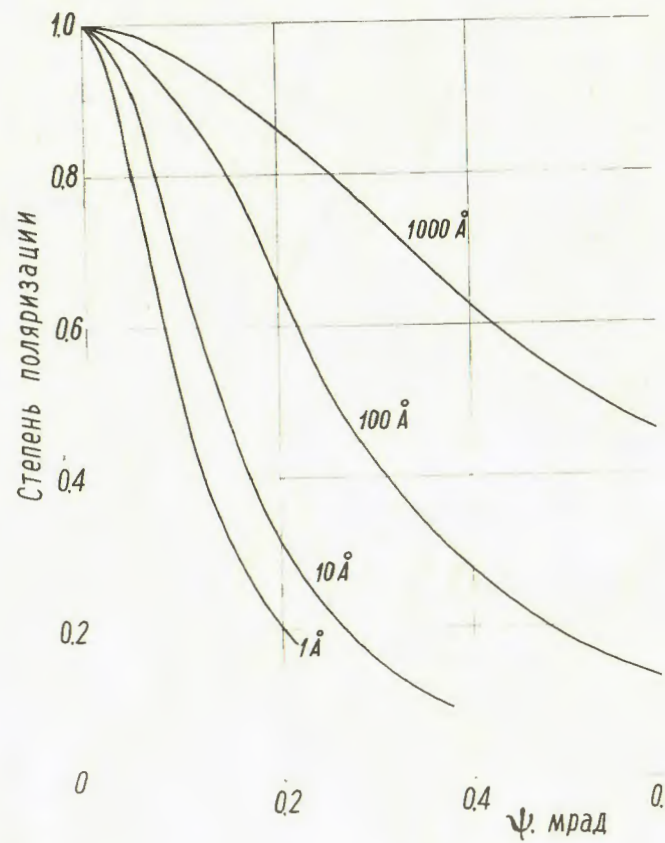


Рис. 6а

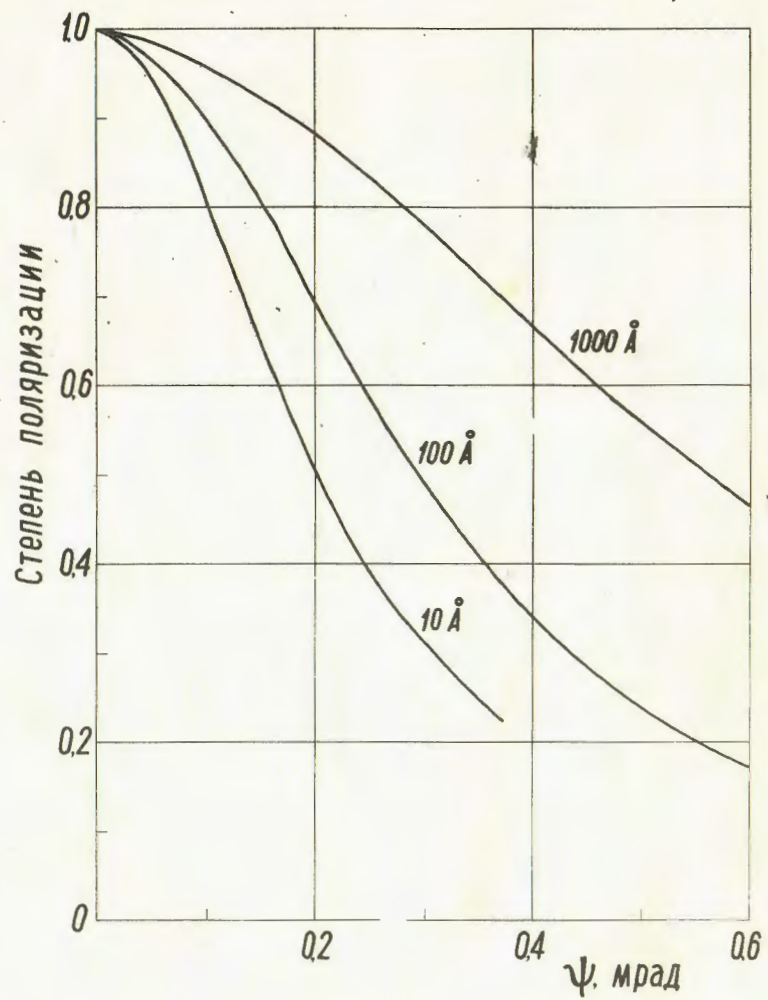


Рис. 65

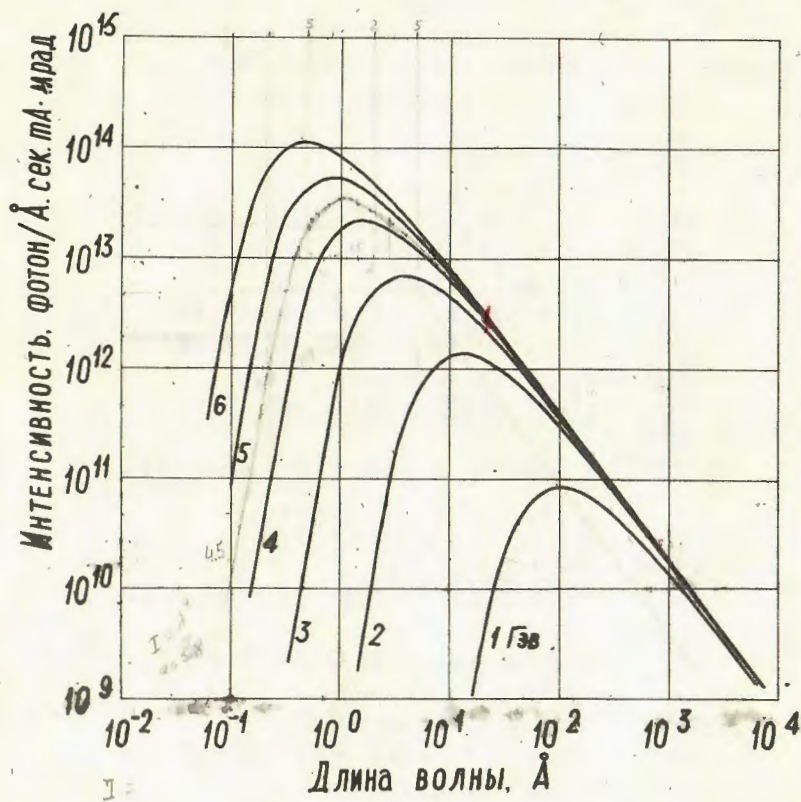


Рис. 7.

Программа машинного расчёта
 ТРАНСЛЯТОР ТА-2М
 МЕТКА ОПЕРАТОР ВХОДНОГО ЯЗЫКА

```

BEGIN
  INTEGER I,J,K;
  REAL E,LC,L,A,KSI,K1,K2,GP,ILP,PLP,G;
  ARRAY AE,ALC,AG [1:6],AL [1:10],AA [1:6,1:10],
        AK1,AK2 [1:100],S [1:5];
  INOUT ('R10-2',AE,ALC,AG,AL,AA,AK1,AK2);
  INOUT ('P2-10',AE,ALC,AG,AL,AA,AK1,AK2);
  FOR I:=1 STEP 1 UNTIL 6 DO
  FOR I:=1 STEP 1 UNTIL 10 DO
  BEGIN
    E:=AE [I]; LC:=ALC [I]; G:=AG [I];
    L:=AL [J]; A:=AA [LJ];
    IF A < 10-13 THEN GOTO M;
    INOUT ('P2-10',E,L);
    FOR K:=1 STEP 1 UNTIL 100 DO
    BEGIN
      KSI:=0.1xK; K1:=AK1 [K]; K2:=AK2 [K];
      GP:=(2xLxKSI/LC)^(2/3)-1.0;
      IF GP < 0.0 THEN GOTO N;
      ILP:=Ax(1.0+GP)+2x(K2+GP/(1.0+GP))xK1;
      PLP:=(K2-(GP/(1.0+GP))xK1/
            (K2+(GP/(1.0+GP))xK1);
      S [1]:=KSI; S [2]:=SQRT(GP)/G; S3 :=GP; S [4]:=ILP
      S [5]:=PLP;
      INOUT ('P2-10',S);
    N;; END;
    M;; END;
  END;
  
```

В программе обозначены:

- E - максимальная энергия электронов
- LC - "критическая длина волны"
- L - длина волны
- $A = \frac{27}{32\pi^3} \frac{e^2 c}{R^3} \left(\frac{\lambda_c}{\lambda}\right)^4 \gamma^8$
- $KSI = \frac{\lambda_c}{2\lambda} [1 + (\gamma\psi)^2]^{3/2}$
- K1 и K2 - модифицированные функции Бесселя второго рода, $K_{1/3}^2$ и $K_{2/3}^2$
- $G = \gamma = \frac{E}{m_0 c^2}$
- GP - $(\gamma\psi)^2$; ψ - угол между направлением излучения света и плоскостью электронной орбиты,
- ILP - излучаемая мощность.
- PLP - степень поляризации.

ЛИТЕРАТУРА

1. Lienard A., L'Eclair.elekt., 16, 5 (1898).
2. Schott G.A., Ann.d.Phys., 24, 625 (1907).
3. Elder F.R., Langmuir R.V., Pollock H.C., Phys.Rev. 74,
52 (1948).
4. Schwinger J., Phys.Rev., 75, 1912 (1949).
5. Д.Иваненко, А.Соколов. ДАН СССР, 59, 1551 (1948).
6. Tombulian D.H., Bedo D.E., J.Appl.Phys. 29, 804 (1958).
7. А.А.Соколов, И.М.Тернов. ДАН СССР, 153, 1 052 (1963)
8. James, W.Taylor, Synchrotron radiation as a light
Source Department of Chemistry University of Wisconsin
in Madison, Wisconsin, 53706 (1974).
9. А.И. Алиханян, Ц.М. Авакян, Ш.А. Безирганян, И.П. Карабеков и др. ИТЭ, 39, № 3 (1974).
10. Haensel R., DESY, F-41-73/4
11. Haensel R., Kunz C., Sonntag B., Phys.Rev.Lett., 20,
262 (1968)
12. Haensel R., Kunz C., Sasaki T., Sonntag B., Phys.Rev.
Lett., 20, 1436 (1968)
13. Gudat W., Koch E.E., Yu P.Y., DESY, SR-72/10.
14. Синхротронное излучение в исследовании твёрдых
тел, Сб. статей под редакцией А.А.Соколова, Москва,
1970, изд-во "Мир"

Рукопись поступила 2-го сентября 1974г.

Редактор Л.П.Мукаян

тех.редактор А.С.Абрамян

Заказ 028

ВФ-03468

Тираж 300

Подписано к печати 24/1-75г. Формат издания 30x40
1,8 уч.изд.л. Ц.10 к.

Отпечатано на ротаприте
Ереванского физического института, Ереван 36, пер.Марка-
ряна 2