

ЧАСТОТНЫЙ СПЕКТР РЕНТГЕНОВСКОГО ПЕРЕХОДНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ, ОБРАЗУЕМОГО В СТОПКЕ ПЛАСТИН

Г. М. ГАРИБЯН, Л. А. ГЕВОРГЯН, ЯН ШИ

Произведен детальный анализ процедуры интегрирования по углам излучения формулы для рентгеновского переходного излучения, образуемого в регулярной стопке, состоящей из конечного числа пластин. Полученная формула для частотного спектра является обобщением известной формулы, имеющей вид суммы ряда. Приведена блок-схема программы расчета частотного спектра.

В работах [1, 2] были получены теоретические формулы для расчета числа квантов рентгеновского переходного излучения, образуемого ультрарелятивистским зарядом в стопке, состоящей из регулярно расположенных пластин одинаковой толщины (без учета поглощения). Для того, чтобы получить частотный спектр, необходимо было провести интегрирование по углам излучения. Если число пластин в стопке очень велико, то такое интегрирование приводило к формуле в виде суммы ряда. Условия применимости этой формулы и учет поглощения в среде были обсуждены в работах [3].

В настоящей работе следуя [3] мы проведем более детальный анализ приближенного интегрирования по углу излучения. При этом формула для частотного спектра получена несколько отличной от приведенных в [1, 2]. Дана оценка точности полученной формулы и предложена схема расчета в зависимости от параметров стопки, частоты излучения и лоренц-фактора заряда.

1. Обозначим через $dN_{\text{кв}}/d\omega$ число квантов (или частотный спектр) рентгеновского переходного излучения, образуемого в регулярной стопке, состоящей из N пластин с толщиной a и расстоянием b между ними. При этом мы будем пренебрегать отражениями, т. е. считать выполненным условие [3]

$$|Nr_1|^2 \ll 1, \quad (1)$$

где $r_1 \approx \omega_0^2/4\omega^2$ — коэффициент отражения от одной границы, ω_0 — плазменная частота вещества пластин, ω — частота излучения. Если учесть, что вещество обладает конечной поглощающей способностью, то в условии (1) число N следует заменить на эффективное число пластин

$$N_{\text{эфф.}} = \frac{1 - \exp(-N\mu a)}{1 - \exp(-\mu a)}, \quad (2)$$

где μ — линейный коэффициент поглощения излучения по интенсивности [4].

Пусть $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$ есть лоренц-фактор заряда, $\varepsilon = 1 - \omega_0^2/\omega^2 + i\mu c/\omega$ — диэлектрическая постоянная вещества пластин, ϑ — угол излучения относительно направления движения частиц. Тогда [3]

$$\frac{dN_{\text{кв}}}{d\omega} = \int \frac{d^2 N_{\text{кв}}}{d\omega d\vartheta} d\vartheta, \quad (3)$$

$$\frac{d^2 N_{\text{кв}}}{d\omega d\vartheta} = \frac{2}{137 \pi \omega} \vartheta^3 \left| \frac{1}{1 - \beta^2 \varepsilon + \vartheta^2} - \frac{1}{1 - \beta^2 + \vartheta^2} \right|^2 I, \quad (4)$$

где

$$I = [(1 - p^{1/2})^2 + 4 p^{1/2} \sin^2 Y] F, \quad (5)$$

$$Y = \frac{\varphi' a}{2}, \quad \varphi' = \operatorname{Re} \varphi \approx \frac{\omega}{2v} \left(\gamma^{-2} + \frac{\omega_0^2}{\omega^2} + \vartheta^2 \right), \quad (6)$$

$$F = \frac{(1 - p^{N/2})^2 + 4 p^{N/2} \sin^2 NX}{(1 - p^{1/2})^2 + 4 p^{1/2} \sin^2 X}, \quad (7)$$

$$X = \frac{\varphi' a + \varphi_0 b}{2}, \quad \varphi_0 = \frac{\omega}{2v} (\gamma^{-2} + \vartheta^2), \quad (8)$$

$$p = \exp(-\mu a).$$

Воспользуемся тем обстоятельством, что функция F обладает резкими максимумами, если $N_{\text{эф}} \gg 1$. Произведем замену переменной $\vartheta^2 = y$. Тогда положения максимумов функции F приходятся на значения [3]

$$y_k = \frac{4\pi v}{\omega l} (k + d) \quad (k - \text{целое число}), \quad (9)$$

где

$$l = a + b, \quad d = \operatorname{entier}(A) + 1 - A, \quad (10)$$

$$A = \frac{\omega l}{4\pi v} \left(\frac{\omega_0^2}{\omega^2} \frac{a}{l} + \gamma^{-2} \right),$$

$\operatorname{entier}(A)$ означает наибольшее целое число, не превышающее значения A . Нетрудно видеть, что поскольку согласно определению (10) величина d меняется в пределах $0 < d \leq 1$, то $y_k > 0$ при $k = 0, 1, 2, \dots$.

Разобьем область интегрирования по y на интервалы так, чтобы на каждый интервал приходилось по одному максимуму функции F . Для этого введем величины

$$y'_k = \frac{4\pi v}{\omega l} \left(k + d + \frac{1}{2} \right), \quad (11)$$

которые представляют собой середины между двумя последующими максимумами функции F . Заметим, что $y'_k > 0$ при $k = 0, 1, 2, \dots$, $y'_k < 0$ при $k = -2, -3, \dots$, а величина y'_{-1} может быть как положительной, так и отрицательной. При этом

$$\begin{aligned} y'_{-1} &> 0, & \text{если } d > 1/2, \\ y'_{-1} &\leq 0, & \text{если } d \leq 1/2. \end{aligned} \quad (12)$$

Поэтому после разбиения области интегрирования $y \geq 0$ на указанные интервалы мы получим, что рассматриваемый интеграл можно представить в виде

$$\frac{dN_{\text{кн}}}{d\omega} = J_{-1} + J_0 + J_1 + \dots, \quad (13)$$

где

$$J_{-1} = \int_0^{y_{-1}'} fF dy, \quad J_0 = \int_{y_{-1}'}^{y_0'} fF dy \quad \text{при } d > 1/2,$$

$$J_{-1} = 0, \quad J_0 = \int_0^{y_0'} fF dy \quad \text{при } d \leq 1/2, \quad (14)$$

$$J_k = \int_{y_{k-1}'}^{y_k'} fF dy \quad \text{при } k = 1, 2, 3, \dots,$$

$$f = f_1 f_2 / 137 \pi \omega,$$

$$f_1 = \frac{\omega_0^4}{\omega^4} \frac{y}{(y + \gamma^{-2})^2 (y + \gamma^{-2} + \omega_0^2/\omega^2)^2}, \quad (15)$$

$$f_2 = (1 - p^{1/2})^2 + 4 p^{1/2} \sin^2 Y.$$

Таким образом, все интегралы J_k ($k = 0, 1, 2, \dots$), кроме J_{-1} , содержат по одному максимуму функции F , находящемуся при соответствующем значении y_k (см. рис. 1–3), а интеграл J_{-1} (если $d > 1/2$)

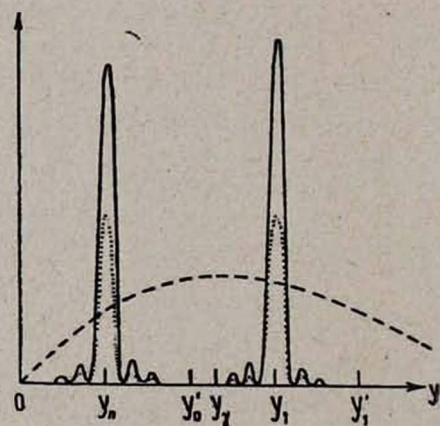


Рис. 1. Схематическое изображение функций f (штриховая кривая) и F (точечная кривая), а также их произведения (сплошная кривая) в зависимости от y при $N_{\text{эфф.}} \gg 1$ для случая $q \gg 1$, $d = 1/2$.

может содержать часть максимума, соответствующего значению y_{-1} (см. рис. 4), если последнее близко к нулю, или, что то же самое, если значение d близко к единице. Когда же величина d близка к нулю, то часть максимума функции F в интеграле J_0 может выйти за область интегрирования $y \geq 0$ (см. рис. 2).

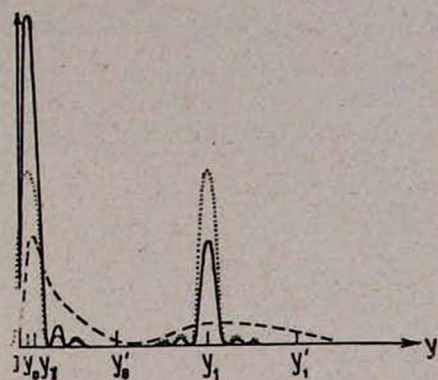


Рис. 2. То же самое, что и на рис. 1 для случая $q \lesssim 1$, $d \lesssim 1/N_{\text{эфф.}}$.

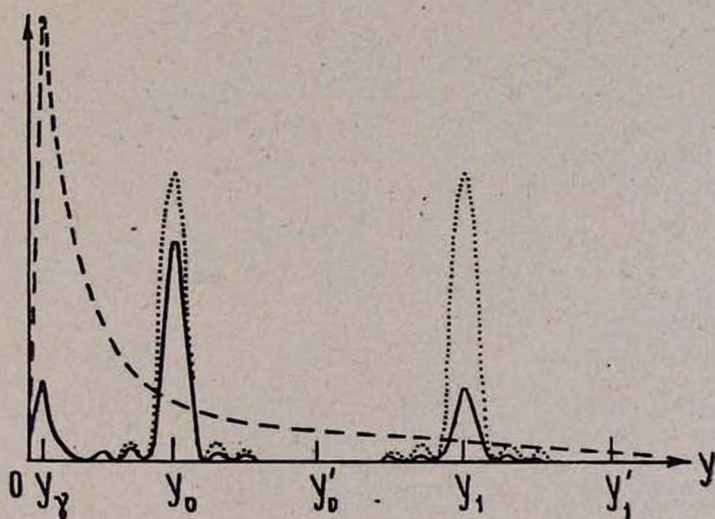


Рис. 3. То же самое, что и на рис. 1 для случая $q \lesssim 1$, $d \sim 1/2$.

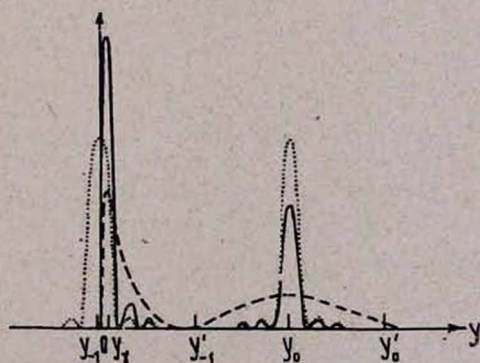


Рис. 4. То же самое, что и на рис. 1 для случая $q \lesssim 1$, $1-d \lesssim 1/N_{\text{эфф.}}$.

2. Разложим в интегралах J_k ($k = 0, 1, 2, \dots$) функцию $f(y)$ в ряд Тейлора вокруг положения соответствующего максимума y_k , а в интеграле J_{-1} — вокруг нуля. Сравним полученный при этом главный член с вкладом от высших членов разложения. Если последний мал, можно ограничиться главным членом. В противном случае необходимо произвести особое рассмотрение.

Разложение дает

$$J_k = f(y_k) \int_{y_{k-1}}^{y_k'} F dy + f'(y_k) \int_{y_{k-1}}^{y_k'} (y - y_k) F dy + \\ + \frac{f''(y_k)}{2} \int_{y_{k-1}}^{y_k'} (y - y_k)^2 F dy + \dots, \quad (16)$$

где $k = 0, 1, 2, \dots$. Если $d \leq 1/2$, то в интеграле J_0 в качестве нижнего предела следует взять нуль. Что касается интеграла J_{-1} , то поскольку $f(0) = 0$, разложение имеет вид

$$J_{-1} = f'(0) \int_0^{y_{-1}'} y F dy + \frac{f''(0)}{2} \int_0^{y_{-1}'} y^2 F dy + \dots \quad (17)$$

Произведем в интегралах (16) замену переменной

$$x = \frac{\omega l}{4v} (y - y_k). \quad (18)$$

Тогда формулу (16) можно записать в виде

$$J_k = \frac{4v}{\omega l} f(y_k) Q_0 + \left(\frac{4v}{\omega l}\right)^2 f'(y_k) Q_1 + \left(\frac{4v}{\omega l}\right)^3 \frac{f''(y_k)}{2} Q_2 + \dots, \quad (19)$$

где

$$Q_n = \int_{-\pi/2}^{\pi/2} x^n F dx. \quad (20)$$

Если $d \leq 1/2$, то в интеграле J_0 вместо Q_n следует подставить величины $Q_n(d)$, где

$$Q_n(d) = \int_{-\pi d}^{\pi/2} x^n F dx. \quad (21)$$

Заметим, что

$$Q_n(1/2) = Q_n, \quad Q_1 = 0, \\ Q_0 \approx N_{\text{эфф}} \pi, \quad Q_2 \approx \pi/2. \quad (22)$$

При написании двух последних приближенных формул мы имели в виду, что $N_{эфф.} \gg 1$.

Зависимость величин $Q_n(d)$ от d на интервале значений $0 < d \leq 1/2$ приведена на рис. 5. Из рисунка хорошо видно, что $Q_0(d)$ монотонно уменьшается до значения $N_{эфф.} \pi/2$ при $d=0$, а $Q_1(d)$ и $Q_2(d)$ остаются ограниченными и не превышают нескольких единиц.

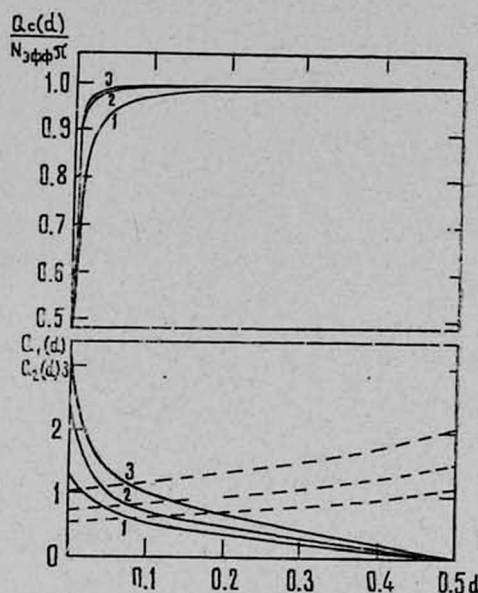


Рис. 5. Зависимость величин $Q_n(d)$ от d . Цифры у кривых означают разные значения μa : 1—0,1; 2—0,01; 3—0,001; значение N для всех кривых равно 100. На нижнем рисунке сплошные кривые соответствуют $Q_1(d)$, а штриховые — $Q_2(d)$.

Оценим сначала вклад от высших членов разложения (16) в интегралы J_k ($k = 1, 2, \dots$). Поскольку $Q_1 = 0$, то необходимо оценить отношение

$$\left(\frac{4v}{\omega l}\right)^2 \sum_{k=1,2,\dots} f''(y_k) / N_{эфф.} \pi \sum_{k=1,2,\dots} f(y_k). \quad (23)$$

Имеем

$$f'' = \frac{1}{137 \pi \omega} (f_1'' f_2 + 2 f_1' f_2' + f_1 f_2'').$$

Значение f_2 не превосходит единицы. При каждом дифференцировании по y появляется множитель $\omega a/4v$. Что касается функции f_1 , то при каждом дифференцировании по y появляется множитель порядка $1/y_k$, т. е. порядка $\omega l k/4v$. Таким образом, отношение (23) можно оценить как

$$\frac{1}{N_{эфф.} \pi} \left(\frac{4v}{\omega l}\right)^2 \left[\left(\frac{\omega l}{4v}\right)^2 + \frac{\omega^2 l a}{8v^2} + \left(\frac{\omega a}{2v}\right)^2 \right] \sim \frac{1}{N_{эфф.}}, \quad (24)$$

т. е. высшие члены в случае $k = 1, 2, \dots$ дают малую относительную поправку, не превышающую величины порядка $1/N_{эфф.}$.

Полученный результат имеет простую геометрическую интерпретацию. Для этого сравним поведения подынтегральных функций f_1 , f_2 и F (см. (15)). Функция f_1 имеет максимум в точке

$$y_1 = \frac{1}{6} \left\{ -\frac{\omega_0^2}{\omega^2} - 2\gamma^{-2} + \sqrt{\left(\frac{\omega_0^2}{\omega^2} + 2\gamma^{-2}\right)^2 + 12\left(\frac{\omega_0^2}{\omega^2} + \gamma^{-2}\right)\gamma^{-2}} \right\} \sim \gamma^{-2}. \quad (25)$$

Ширина этого максимума имеет также порядок γ^{-2} . Функция f_2 существенно изменяется на расстоянии $4\pi v/\omega a$. Ширина функции F вблизи ее максимумов y_k имеет порядок $4\pi v/\omega l N_{эфф.}$

Таким образом, функция f_2 всегда является гладкой по сравнению с функцией F . Что касается функции f_1 , то при $y_1 < y'_0$ ее максимум находится вне отрезков (y'_{k-1}, y'_k) , на которых производится интегрирование в J_k ($k = 1, 2, \dots$), а на указанных отрезках функция f_1 является более гладкой, чем F (см. рис. 2—4). В случае же $y_1 > y'_0$ (рис. 1) имеем

$$\gamma^{-2} > \frac{4\pi v}{\omega l} \left(\frac{1}{2} + d \right) \gg \frac{4\pi v}{\omega l N_{эфф.}} \quad (26)$$

при $N_{эфф.} \gg 1$. Это означает, что функция f_1 снова является более гладкой, чем F .

В силу сказанного на указанных отрезках (y'_{k-1}, y'_k) , где $k \geq 1$, функция $f = \frac{f_1 f_2}{137\pi\omega}$ всегда является более гладкой, чем функция F .

Поэтому функцию f под знаком интеграла можно разложить в ряд Тейлора вокруг y_k и ограничиться главным членом разложения.

Рассмотрим теперь J_0 . Пусть $d \leq 1/2$, т. е. интегрирование в J_0 начинается с нуля. Тогда максимум функции f_1 может находиться внутри области интегрирования $(0, y'_0)$. Согласно (26), когда выполняется условие

$$q \equiv \frac{\omega l N_{эфф.}}{4\pi v \gamma^2} \gg 1, \quad (27)$$

функция f_1 является более гладкой, чем F . Поэтому в разложении (16) для J_0 можно ограничиться главным членом, т. е.

$$J_0 \approx \frac{4v}{\omega l} f(y_0) Q_0(d), \quad (28)$$

если имеет место (27).

В случае же, когда условие (27) не выполняется, интеграл J_0 необходимо вычислять непосредственно, например, численно.

Однако, если выполняется неравенство

$$q \ll 1, \quad (29)$$

функция F является более гладкой, чем функция f_1 , и поэтому в интеграле J_0 разложим функцию $F f_2$ в ряд Тейлора вокруг точки y_1 максимума функции f_1

$$J_0 = \frac{F(y_\gamma) f_2(y_\gamma)}{137 \pi \omega} \int_0^{y_0'} f_1(y) dy + \dots \quad (30)$$

При этом будем различать два случая.

А) Когда точка y_γ находится вблизи максимума функции F , т. е. (см. рис. 2)

$$|y_0' - y_\gamma| \lesssim \frac{4 \pi v}{\omega l N_{\text{эфф.}}} \quad (31)$$

Тогда, учитывая условие (29) и (9), имеем

$$d \lesssim \frac{1}{N_{\text{эфф.}}} \quad (32)$$

Вычисляя интеграл в (30), получаем

$$J_0 = H(y_0') + \dots, \quad (33)$$

где

$$H(y_0') = \frac{F(y_\gamma) f_2(y_\gamma)}{137 \pi \omega} \left\{ \frac{2 \gamma^{-2} \cdot \gamma \omega_0^2 / \omega^2}{\omega_0^2 / \omega^2} \ln \frac{(y_0' + \gamma^{-2}) (\omega_0^2 \gamma^2 / \omega^2 + 1)}{(y_0' + \gamma^{-2} + \omega_0^2 / \omega^2)} - \right. \\ \left. - y_0' \left(\frac{1}{y_0' + \gamma^{-2} + \omega_0^2 / \omega^2} + \frac{1}{y_0' + \gamma^{-2}} \right) \right\}. \quad (34)$$

Оценим теперь вклад от высших членов разложения (30). Для этого заметим, что максимальное значение производной $|F'|$ по порядку величины можно оценить как $N_{\text{эфф.}}^3 \omega l / 4 \pi v$, а величина

$$\left| \int_0^{y_0'} (y - y_\gamma) f_1(y) dy \right|$$

имеет порядок y_0' . Величина $F(y_\gamma)$ из-за условия (31) имеет порядок $N_{\text{эфф.}}^2$. Поэтому отношение вклада высших членов к нулевому члену (33) при достаточно больших γ можно оценить как

$$s = \frac{N_{\text{эфф.}}}{\ln[(y_0' + \gamma^{-2}) \omega_0^2 \gamma^2 \omega^{-2} (y_0' + \gamma^{-2} + \omega_0^2 / \omega^2)^{-1}]} \quad (35)$$

Только при выполнении весьма жесткого условия $s \ll 1$ в формуле (33) можно ограничиться написанным членом.

Б) Когда максимум функции f_1 находится достаточно далеко от максимума функции F (рис. 3), т. е.

$$y_0 - y_\gamma \gg \frac{4 \pi v}{\omega l N_{\text{эфф.}}} \quad \text{или} \quad d \gg \frac{1}{N_{\text{эфф.}}} \quad (36)$$

Тогда целесообразно разбить интеграл J_0 на две части

$$J_0 = \int_0^{y_0/2} \frac{f_1 f_2 F}{137 \pi \omega} dy + \int_{y_0/2}^{y_0'} \frac{f_1 f_2 F}{137 \pi \omega} dy. \quad (37)$$

В первом интеграле будем разлагать функцию $f_2 F$ вокруг y_1 , а во втором — функцию $f_1 f_2$ вокруг y_0 . В результате получим

$$J_0 = H\left(\frac{y_0}{2}\right) + \frac{4\pi}{\omega l} f(y_0) Q_0\left(\frac{d}{2}\right). \quad (38)$$

Заметим, что поскольку последняя формула получена при выполнении условия (36), то согласно рис. 5 имеем, что $Q_0(d/2) \approx Q_0$. Другими словами, второе слагаемое в формуле (38) фактически совпадает с первым членом формулы (19) при $k=0$.

Оценим ошибку в используемом приближении. Значение $|F'(y_1)|$ в рассматриваемом случае по порядку величины равно $\omega l/4v$. Поэтому ошибка в вычислении первого интеграла в (37) имеет порядок $\omega l y_0 f_2(y_1)/137\pi\omega 4v \sim \frac{f_2(y_1)}{137\pi\omega}$. Ошибку в вычислении второго интеграла (37) можно оценить как $f_2(y_0)(4v/\omega l)^2 f_1(y_0) Q_1(d/2)/137\pi\omega$, что по порядку величины равно $f_2(y_0)/137\pi\omega$. Суммарная ошибка будет порядка $[f_2(y_1) + f_2(y_0)]/137\pi\omega$. Что касается самой величины (38), то при больших значениях γ первое слагаемое имеет порядок $f_2(y_1) \ln\left(\frac{\omega_0^2 \gamma^2}{\omega^2}\right)/137\pi\omega$, а второе — $f_2(y_0) N_{эфф.}/137\omega$. Таким образом, относительная ошибка при замене (37) формулой (38) будет

$$\frac{f_2(y_1) + f_2(y_0)}{f_2(y_1) \ln\left(\frac{\omega_0^2 \gamma^2}{\omega^2}\right) + f_2(y_0) N_{эфф.} \pi} \lesssim \frac{1}{N_{эфф.}}. \quad (39)$$

Заметим, кстати, что первое слагаемое в знаменателе последней формулы становится больше второго слагаемого при очень больших значениях γ . Поэтому относительная ошибка (39) будет тем меньше, чем больше γ .

Пусть теперь $d > 1/2$. При этом будем рассматривать J_0 и J_{-1} совместно. Ясно, что пока величина y_{-1} далека от нуля, или

$$1 - d \gg \frac{1}{N_{эфф.}}, \quad (40)$$

максимум, обусловленный y_{-1} , не играет никакой роли и ситуация остается такой же, как в рассмотренном выше случае Б, т. е. можно пользоваться формулой (38) для $J_0 + J_{-1}$. Когда же условие (40) не выполняется, т. е. когда начало координат $y=0$ находится внутри максимума y_{-1} (см. рис. 4), интеграл J_{-1} необходимо вычислять непосредственно. При выполнении условия (27) вклад J_{-1} мал. При выполнении условия $s \ll 1$ (см. (35)) интеграл J_{-1} приближенно определяется формулой, аналогичной (33), с заменой y_0 на y_{-1} .

3. Резюмируя вышеуказанное, приходим к заключению, что частотный спектр (интеграл (3)) рентгеновского переходного излучения, образуемого в регулярной стопке, с хорошей точностью можно вычислять при помощи блок-схемы, приведенной на рис. 6. В этой схеме

ромбом обозначается проверка условия, написанного внутри него. Возможные последствия результата проверки обозначаются стрелками со словами „да“ или „нет“. Прямоугольники обозначают вычисления по

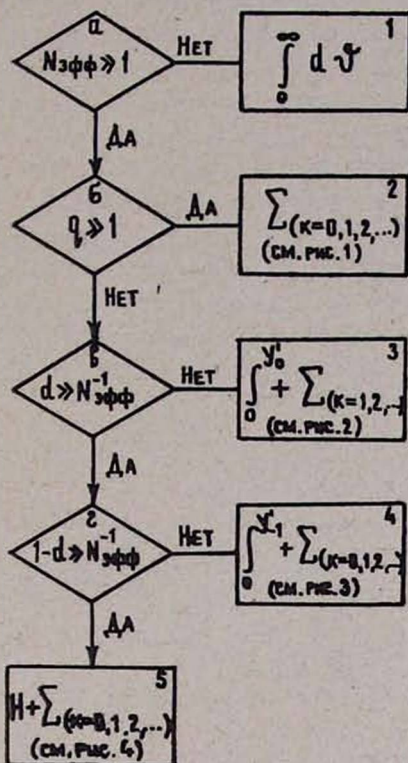


Рис. 6. Блок-схема программы вычисления частотного спектра переходного излучения, образуемого в регулярной стопке.

формулам, символически изображенным внутри них. Знак суммы обозначает суммирование ряда

$$\sum \frac{4 N_{\text{эфф}} \omega_0^4}{137 l \omega^6} \cdot \frac{y_k [(1-p^{1/2})^2 + 4 p^{1/2} \sin^2 [\omega a (y_k + \gamma^{-2} + \omega_0^2/\omega^2)/4 \nu]]}{(y_k + \gamma^{-2})(y_k + \gamma^{-2} + \omega_0^2/\omega^2)^2} \quad (41)$$

по значениям k , приведенным у знака суммы в соответствующих прямоугольниках. Символы интегралов внутри прямоугольников 1, 3 и 4 означают численное интегрирование по формуле (3) в соответствующих пределах. При этом в 3 и 4 надо произвести замену $\nu^2 = y$. Символ H в прямоугольнике 5 означает величину $H(y_0/2)$, определяемую формулой (34).

В блок-схеме рис. 6 в верхней части также указан случай, когда $N_{\text{эфф}}$ не много больше единицы. Тогда максимумы функции F не являются узкими, поэтому в этом случае необходимо произвести численное интегрирование непосредственно по формуле (3).

В заключение заметим, что ограничиваясь первым членом разложения (16) и отбрасывая член, описываемый формулой (17), мы приходим к формуле, полученной в [1, 2] путем замены функции F на сумму δ -функций. Как видно из рис. 6, такая формула имеет место лишь в случае, соответствующем прямоугольнику 2. В работе [3] вместо нижней части блок-схемы, состоящей из ромбов α , τ и прямоугольников 3, 4 и 5, было предложено прямое численное интегрирование по углам в формуле (3).

Численный расчет, произведенный на ЭВМ для различных значений параметров стопки, лоренц-фактора заряда и частоты излучения, показал, что при $N_{\text{эфф.}} > 50$ результаты вычислений по блок-схеме рис. 6 (прямоугольники 2—5) отличаются от соответствующих точных значений интеграла (3) не больше, чем на $1 \div 2\%$. Но в тех случаях, когда старая формула в виде суммы ряда [1, 2] неприменима, она может давать результаты с ошибками в десятки процентов или даже в несколько раз.

Ереванский физический институт

Поступила 15.III.1974

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. М. А. Тер-Микаелян, А. Д. Газарян. ЖЭТФ, 39, 1993 (1960).
2. Г. М. Гарибян, И. И. Гольдман. ДАН АрмССР, 31, 219 (1960).
3. Г. М. Гарибян. ЖЭТФ, 60, 39 (1971); Изв. АН АрмССР, Физика, 6, 3 (1971); Научное сообщение ЕФИ—27 (73).
4. Э. Стром, Х. Исразль. Сечения взаимодействия гамма-излучения, 1973.

ԹԻԹԵՂՆԵՐԻ ՇԵՐՏՈՒՄ ԱՌԱՋԱՑԱՄ ՌԵՆՏԳԵՆՅԱՆ ԱՆՑՈՒՄԱՅԻՆ
ՀԱՌԱԳԱՅԹՄԱՆ ՀԱՃԱԽԱՅԻՆ ՍՊԵԿՏՐԸ

Գ. Մ. ՂԱՐԻԲՅԱՆ, Լ. Ա. ԳԵՎՈՐԳՅԱՆ, ՅԱՆ ՇԻ

Մանրամասնորեն քննարկվում է վերջավոր թվով թիթեղներից կազմված կանոնավոր շերտավոր միջավայրում առաջացած ուղեղային անցումային ճառագայթման ինտենսիվության բանաձևի ինտեգրման գործողությունը ըստ ճառագայթման անկյան, Հաճախային սպեկտրի համար ստացված բանաձևը հանդիսանում է շարքի գումարի տեսք ունեցող հայտնի բանաձևի ընդհանրացումը, Բերված է հաճախային սպեկտրի հաշվարկի ծրագրի բոկ-սխեման:

THE FREQUENCY SPECTRUM OF X-RAY TRANSITION RADIATION FORMED IN A STACK OF PLATES

G. M. GARIBYAN, L. A. GEVORGYAN, C. YANG

The routine of the integration over radiation angles of the formula for X-ray transition radiation formed in a finite regular stack is analysed in detail. The formula obtained for the frequency spectrum is a generalization of the known one expressed in the form of a series. The flow chart for the calculation of frequency spectrum is given.