

ԵՐԵՎԱՆԻ ԶՐԶՐԿՅՈՒՄ ԲՆԱՏՐՏՈՒՄ
ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

ՏՎ 79 053 68

БМ - 252(45)-77

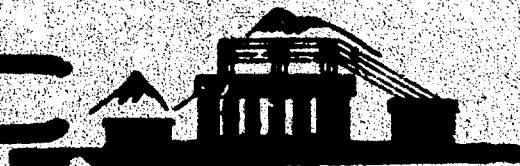
А.Л.АВАКЯН, ЯН ШИ

ИЗЛУЧЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ СРЕДЫ
ПРИ ПРОХОЖДЕНИИ ЧЕРЕЗ НЕЕ БЫСТРОЙ
ЧАСТИЦЫ

ԱՐՄՍ

ԵՐԵՎԱՆ

1977



ԵՐԵՎԱՆ

ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

БФИ - 252(45)-77

А.Л.АВАКЯН, ЯН ШИ

ИЗЛУЧЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ СРЕДЫ
ПРИ ПРОХОЖДЕНИИ ЧЕРЕЗ НЕЕ БЫСТРОЙ ЧАСТИЦЫ

Ереван 1977

© Ереванский физический институт, 1977

Известно, что при равномерном и прямолинейном прохождении быстрой заряженной частицы через среду возникают переходное (на границах раздела сред), черенковское (при выполнении определенных условий) и так называемое "параметрическое черенковское" [1] (в периодической среде) излучения. Сразу следует заметить, что в этих задачах, в силу закона сохранения энергии и импульса, движение заряда, строго говоря, не может быть точно равномерным и прямолинейным, поскольку в результате взаимодействия со средой возникло излучение. Однако, в тех случаях, когда энергия излучения много меньше энергии пролетающего заряда с большой степенью точности скорость заряда можно считать постоянной. Тогда физически совершенно очевидно, что в этих задачах единственным источником излучения может быть только коллектив заряженных частиц

(прежде всего электронов) среды, получающих импульсы отдачи при взаимодействии с пролетающим внешним зарядом. Поэтому названные выше излучения по своей физической природе представляют собой не что иное, как излучение электронов отдачи среды.

Точные формулы для полей и интенсивности излучения, испускаемого из стопки произвольного числа пластин при прохождении через них заряда большой энергии, были получены Гарибьяном [2]. Однако, численный анализ этих довольно громоздких формул в общем случае до сих пор еще не проводился. Между тем, такой анализ представляет значительный интерес с точки зрения выяснения связи между переходным, черенковским и "параметрическим черенковским" излучениями, а также условий их возникновения. Кроме того, указанный анализ имеет также большое практическое значение, например, для регистрации и идентификации заряженных частиц больших энергий, диагностики пучка и генерации электромагнитных волн. В настоящей работе проведен такой подробный анализ частотно-углового спектра излучения в зависимости от значений параметров пластины и стопки пластин, а также от энергии пролетающей частицы.

1. Исходная формула

Общая формула [2] (см. также [3-5]) для частотно-углового распределения интенсивности излучения, испускаемого из стопки

N пластин, находящихся в вакууме, при перпендикулярном пролете через них заряженной частицы, может быть записана в виде

$$\frac{d^2 W_{\text{ср}}}{d\omega d\vartheta} = \frac{e^2 v^2}{2\pi c^3} \cdot \frac{\sin^3 \vartheta \cdot \cos^2 \vartheta}{(1 - \beta^2 \cos^2 \vartheta)^2} \left| \frac{\varepsilon - 1}{1 - \beta^2 u^2} \right|^2 |F_N(\omega, \vartheta)|^2; \quad (1)$$

$$F_N(\omega, \vartheta) = \frac{1}{Q_N} \left\{ 2D U_{N-1} + \frac{D + C \exp[i b_0 (\beta^{-1} + \cos \vartheta)]}{\cos \varphi - \zeta} \times \right. \\ \left. \times [U_{N-2} - U_{N-1} \exp(-i\varphi) + \exp(-iN\varphi)] \right\};$$

$$Q_N = Q U_{N-1} - 4 U_{N-2} \cdot u u_0 \cdot \exp(i b_0 \cos \vartheta);$$

$$Q = (u_0 + u)^2 \exp(-i a_0 u) - (u_0 - u)^2 \exp(i a_0 u);$$

$$D = (u_0 - u) [\gamma^2 - \beta^2 u (u - \beta)] \exp(i a_0 u) - (u_0 + u) [\gamma^2 - \beta^2 u (u + \beta)] \exp(-i a_0 u) + 2u (\gamma^2 - \beta^2 u^2 - \beta^3 u_0) \exp(-i a_0 \beta^{-1});$$

$$\varphi = \frac{a_0 + b_0}{\beta}; \quad \zeta = \cos(a_0 u) \cos(b_0 \cos \vartheta) - \frac{1}{2} (u u_0^{-1} + u_0 u^{-1}) \sin(a_0 u) \sin(b_0 \cos \vartheta);$$

$$a_0 = \frac{u}{c} a; \quad b_0 = \frac{u}{c} b; \quad u = (\varepsilon - \sin^2 \vartheta)^{1/2}; \quad u_0 = \varepsilon \cos \vartheta; \quad \beta = \frac{v}{c}; \quad \gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$$

$U_m = U_m(\zeta)$ - полиномы Чебышева второго рода от аргумента ζ ; C получается из D заменой i на $-i$ в экспонентах; a и b - толщина пластин и расстояние между ними, $\varepsilon = \varepsilon(\omega)$ - диэлектрическая проницаемость вещества пластины, ϑ - угол излучения, отсчитываемый от траектории пролетающей частицы, v и e - скорость и заряд этой частицы, c - скорость света. Заметим, что частота излучения ω входит в формулу только через a_0 , b_0 и $\varepsilon(\omega)$.

Формула (I) определяет интенсивность излучения, распространяющегося вперед по направлению движения заряда. Интенсивность излучения, распространяющегося назад, может быть получена из (I) путем замены v на $-v$, c на $-c$ и ϑ на $\pi - \vartheta$.

2. Случай пластины

В частном случае, когда стопка состоит из одной пластины, ($N = 1$), из (1) получаем [6,7]

$$\frac{d^2 W_{\text{эм}}}{d\omega d\vartheta} = \frac{2e^2 v^2}{\pi c^3} \cdot \frac{\sin^3 \vartheta \cdot \cos^2 \vartheta}{(1 - \beta^2 \cos^2 \vartheta)^2} \left| \frac{\varepsilon - 1}{1 - \beta^2 u^2} \right|^2 \left| \frac{D}{Q} \right|^2. \quad (2)$$

Для тонкой пластины такой, что

$$a_0 u \ll 1 \quad \text{и} \quad a_0 / \beta \ll 1 \quad (3)$$

имеем

$$\frac{D}{Q} \approx \frac{a_0}{2u_0} \left[(\gamma^2 - \beta^2 u^2)(u_0 - \beta^{-1}) + \beta^3 (u_0 \beta^{-1} - u^2) \right]. \quad (4)$$

Другими словами, интенсивность излучения в этом случае пропорциональна a_0^2 .

Для достаточно толстой и прозрачной пластины частотно-угловой спектр (2) имеет ряд интерференционных максимумов и минимумов, обусловленных наличием осциллирующих функций в D и Q . Однако на фоне этих осцилляций при определенных условиях должны резко выделиться два высоких максимума. А именно, при

$$\gamma \gg 1 \quad (5)$$

должен появиться максимум при углах

$$\vartheta \sim \gamma^{-1} \quad (6)$$

обусловленный знаменателем $(1 - \beta^2 \cos^2 \vartheta)^2$, который в свою очередь связан с полем заряда в вакууме. Кроме того (см. [8,9]), если выполнены условия

$$0 < \operatorname{Re} \varepsilon - \beta^{-2} < 1 \quad (7)$$

$$a_0 \gg 1, \quad \operatorname{Im} \varepsilon \ll 1 \quad (8)$$

то при углах, близких к углу

$$\vartheta_c = \arcsin (\operatorname{Re} \varepsilon - \beta^{-2})^{1/2} \quad (9)$$

возникает максимум, обусловленный знаменателем $|1 - \beta^2 u^2|^2$. Высота последнего максимума пропорциональна a_0^2 , а интенсивность, полученная после интегрирования по углу ϑ в пределах максимума, пропорциональна a_0 . В [8] было показано, что этот максимум обусловлен черенковским излучением, образованным на всей толщине пластины и вышедшим из нее.

На рис. I представлены кривые зависимости частотно-углового распределения интенсивности излучения (2) от угла ϑ , для фиксированной частоты ω такой, что $\xi(\omega) = 1,6$ ($\operatorname{Im} \varepsilon = 0$). Лоренц-фактор заряда равен 10^3 . Цифры на кривых указывают значения a_0 . Как видно из рисунка, при $a_0 = 5$ распределение интенсивности является более или менее изотропным, не имея резких максимумов. При увеличении a_0 появляются интерференционные максимумы и минимумы. Но вплоть до значений $a_0 = 50$ максимум при ϑ_c все еще является весьма пологим. При дальнейшем увеличении a_0 максимум при ϑ_c постепенно выделяется, становясь все выше и уже. Кроме того, на всех кривых хорошо выделен также максимум при $\vartheta \sim \beta^{-1}$ (см. (6)). Интенсивность излучения, распространяющегося назад из-за малого коэффициента отражения при $\varepsilon = 1,6$ намного слабее.

На рис. 2 приведены значения суммарной интенсивности, полученной в результате интегрирования величины $d^2 W_{\text{ма}}/d\omega d\vartheta$ по углу ϑ от 0 до $\pi/2$, в зависимости от a_0 для разных значений γ . Из рисунка видно, что для интенсивности излучения, распространяющегося вперед, при $a_0 > 10^2$ получается практически линейная зависимость из-за того, что при этом основной вклад в суммарную интенсивность вносит выраженный максимум при ϑ_c (черенковский максимум). На этом рисунке не приводится интенсивность излучения, распространяющегося назад. Заметим лишь, что в этом случае линейная зависимость получается значительно позже ($a_0 > 10^3$) из-за того, что вклад черенковского максимума в суммарную интенсивность значительно меньше.

При изменении значения γ -фактора заряда черенковский максимум практически не меняется, если только выполнено условие (7). Однако максимум при $\vartheta \sim \gamma^{-1}$ (его условно будем называть переходным) существенно изменяется. Это хорошо также видно из рис. 3-5, на которых приведены кривые зависимости интенсивности излучения вперед, полученной в результате интегрирования (2) по углу ϑ от 0 до ϑ_m , от лоренц-фактора γ для разных значений a_0 и интервалов углов ϑ_m . Цифры на кривых указывают значения ϑ_m . Как видно из рис. 3, при $a_0 = 250$ γ -зависимость интенсивности является монотонной, например, при $\gamma < 10^2$ и $\vartheta_m < 10^{-2}$ имеет вид γ^α , где $\alpha \sim 4$ (см. по этому поводу [10]). При дальнейшем росте γ , а также для больших значений ϑ_m , эта зависимость становится более полой. С увеличением a_0 при малых γ (< 40) и небольших ϑ_m ($< 10^{-1}$) появляются интерференционные максимумы и минимумы, наличие которых было экспериментально найдено в работах [11].

А.Л.АВАКЯН, ЯН ШИ

**ИЗЛУЧЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ СРЕДЫ
ПРИ ПРОХОЖДЕНИИ ЧЕРЕЗ НЕЕ БЫСТРОЙ ЧАСТИЦЫ**

Проведен анализ частотно-углового распределения излучения, испускаемого из пластины и стопки пластин при равномерном и прямолинейном прохождении через них быстрой заряженной частицы. Из анализа следует, что переходное, черенковское и так называемое "параметрическое черенковское излучение" являются результатом интерференции волн одной и той же физической природы, а именно, излучения коллектива электронов отдачи среды конечной протяженности.

Ереванский физический институт

Ереван 1977

A.L. Avakian, C. Yang

The radiation from electrons of matter
at the passage of fast particle through

A detailed analysis of the frequency-angular distribution of the radiation, emitted in a plate and stack of plates at the uniform and rectilinear passage of a fast particle, is carried out. The analysis shows, that the transition, Cerencov, and so-called "parametrical Cerencov" radiations arise in the result of the interference of waves of the same physical nature, that is, of the radiation of group of recoil electrons of the matter of finite extention.

Yerevan Physics Institute

Yerevan 1977

3. Стопка пласти

Общая формула (I) содержит в знаменателе величину

$$T_0 = \cos\varphi - \zeta. \quad (10)$$

В [5] было показано, что когда величина T_0 обращается в нуль, числитель

$$V_N = U_{N-2} - U_{N-1} \exp(-i\varphi) + \exp(-iN\varphi) \quad (11)$$

также равняется нулю. Однако можно показать, что когда $|T_0| \ll 1$, отношение этих двух величин имеет вид

$$\frac{V_N}{T_0} \sim \frac{\sin N\mathcal{Z}}{\mathcal{Z}}, \quad (12)$$

где

$$\mathcal{Z} = \frac{T_0}{\sin\varphi}. \quad (13)$$

Из (12) видно, что когда число пластин в стопке достаточно велико, при тех частотах и углах, которые удовлетворяют дисперсионному уравнению [5]

$$T_0 = 0 \quad (14)$$

в интенсивности излучения могут появиться резкие максимумы. Высота этих максимумов пропорциональна N^2 , а также определяется значением множителя $D + C \exp[i\varphi (\frac{1}{2} + \cos\varphi)]$ (см. (I)), а ширина максимума $\sim 1/N$. Заметим, что уравнение (14) соответствует условию возникновения так называемого "параметрического черенковского" излучения в бесконечной слоистой среде [1].

В уравнение (14) входит только β , но не лоренц-фактор заряда γ . Это означает, что положения вышеуказанных максимумов зависят (помимо a, b, ε и ω) только от β , а не γ .

В явном виде решение дисперсионного уравнения (14) в общем случае получить невозможно. В частном же случае, когда длина волны много больше периода стопки, решение (14) было получено в [5]. В другом частном случае, когда

$$|\varepsilon - 1| \ll 1 \quad (15)$$

после соответствующего разложения уравнения (14) можно получить его решение в виде (см. также [12]); пользуясь случаем авторы выражают свое полное согласие с критикой, содержащейся в указанной работе):

$$\cos \vartheta = \pm \frac{1}{\beta(\bar{\varepsilon})^{1/2}} + \frac{2n\pi}{a_0 + b_0}, \quad (16)$$

где

$$\bar{\varepsilon} = \frac{a\varepsilon + b}{a + b} \quad (17)$$

$n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ такие, что правая часть равенства (16) по модулю меньше или равна единице. Из (16) и (17) видно, в частности, что уравнение (14) имеет решение и в том случае, когда $\Sigma < 1$.

Дисперсионное уравнение (14) может быть решено графическим методом (рис. 6). Кривая зависимости величины ζ от ϑ пересекает штриховую прямую $\cos \vartheta$ в точках ϑ_1 и ϑ_2 , которые и являются решениями уравнения: $T_c = 0$. Видно, что существуют области углов ϑ , где $|\zeta| > 1$ (жирные сплошные отрезки на рис. 6).

На рис. 7, 8 приведены частотно-угловые распределения для

стопки пластин, рассчитанные по формуле (I). Расчет произведен при фиксированной частоте ω (для $\xi = 0,8$ и $\xi = 1,6$) и $\gamma = 10^3$. Цифры на кривых указывают число пластин N . Из рисунков видно, что с увеличением N под углами ϑ_1 и ϑ_2 появляются узкие и высокие максимумы излучения, как вперед, так и назад, которые условно можно назвать параметрическими черенковскими максимумами. В полном согласии с анализом, проведенным несколько выше в связи с формулой (I2), высота этих максимумов пропорциональна N^2 , а ширина $\sim 1/N$, так что интегральная интенсивность этих максимумов пропорциональна N . Кроме параметрических черенковских максимумов в частотно-угловом распределении излучения имеется также максимум (переходный) под углом $\vartheta \sim \gamma^{-1}$. Как положение, так и высота переходного максимума практически не зависит от N при больших N . Из рисунков видно, что когда $N \gg 1$, $\gamma \gg 1$ для данных значений $\xi(\omega)$ параметрические черенковские максимумы хорошо отделены от переходного максимума.

жирные сплошные отрезки на рис. 7 и 8 указывают те области значений ϑ , где $|\gamma| > 1$ (см. также рис. 6). В бесконечной периодической среде при $|\gamma| > 1$ излучение невозможно [1,5] ("запрещенные полосы"). Из рис. 7 и 8 видно, что для конечной стопки излучение вполне возможно в указанных областях. Это обстоятельство имеет определенную аналогию с известными поверхностными уровнями Тамма (см., например, [13]). Из анализа общей формулы (I) можно убедиться, что при $N \gg 1$ интенсивность излучения стремится к определенному пределу, не зависящему от N что подтверждается также и соответствующим численным расчетом.

Численный расчет, проведенный нами, показал также, что с

увеличением a_0 и b_0 возрастает число осциллирующей величины как функции от \mathcal{D} . Вследствие этого возрастает также число решений дисперсионного уравнения (14), т.е. число параметрических черенковских максимумов. При этом если a_0 достаточно велико, то те максимумы, положения которых близки к \mathcal{D}_c , выделяются своей интенсивностью. Если b_0 также велико, то после усреднения по небольшому интервалу частот (т.е. значений a_0 и b_0) частотно-угловое распределение совпадает с соответствующим распределением для одной пластины.

Когда \mathcal{E} приближается к единице (например, в рентгеновской области частот) параметрические черенковские максимумы появляются в основном при малых углах, как видно из формулы (16). В этом случае переходный и параметрический черенковский максимумы смешиваются и их, вообще говоря, невозможно разделить.

На рис. 9 приведены кривые зависимости интегральной интенсивности (от 0 до \mathcal{D}_m) излучения, вышедшего из стопки, от γ -фактора частицы. Из рисунка видно, что эта зависимость имеет осцилляционный характер, при $\gamma < 30$ и становится монотонно возрастающей при дальнейшем росте γ .

Дополнительный численный расчет показал, что при больших значениях a_0 осцилляции γ -зависимости становятся более частыми.

4. Обсуждение

Излучение, возникающее при равномерно прямолинейном прохождении заряженной частицы большой энергии через среду конечной протяженности, описывается елиной формулой (например, (1) или

¹(2)). Из проведенного анализа, в частности численного, видно, что, вообще говоря, частотно-угловое распределение интенсивности излучения имеет сложный вид. В случае толстой пластины при выполнении условий (5), (7) и (8) в распределении выделяются два резких максимума, тогда переходное и черенковское излучения можно разделить вполне определенно. В случае же тонкой пластины такое разделение невозможно.

Аналогично, когда число пластин в стопке достаточно велико при $\gamma \gg 1$ переходный максимум хорошо разделяется от параметрических черенковских максимумов. В противном случае (а также, когда ϵ близка к единице) такое разделение становится невозможным. Другими словами, переходное, черенковское и параметрическое черенковское излучения являются результатом интерференции волн одной и той же природы, а именно, излучения электронов среды, получивших импульсы отдачи при взаимодействии с пролетающим внешним зарядом, за счет энергии этого заряда.

Весьма интересен тот факт, что для конечной стопки излучение возможно в "запрещенной полосе".

Найденные осцилляционная и степенная γ -зависимости интегральной интенсивности излучения в оптическом и длинноволновом диапазонах могут представлять определенный интерес, например, для диагностики пучка или даже для идентификации отдельных частиц.

Авторы искренне благодарны Г.М.Гарибяну за весьма полезные советы и постоянный интерес к работе, а также М.Р.Магомедову за плодотворные дискуссии.

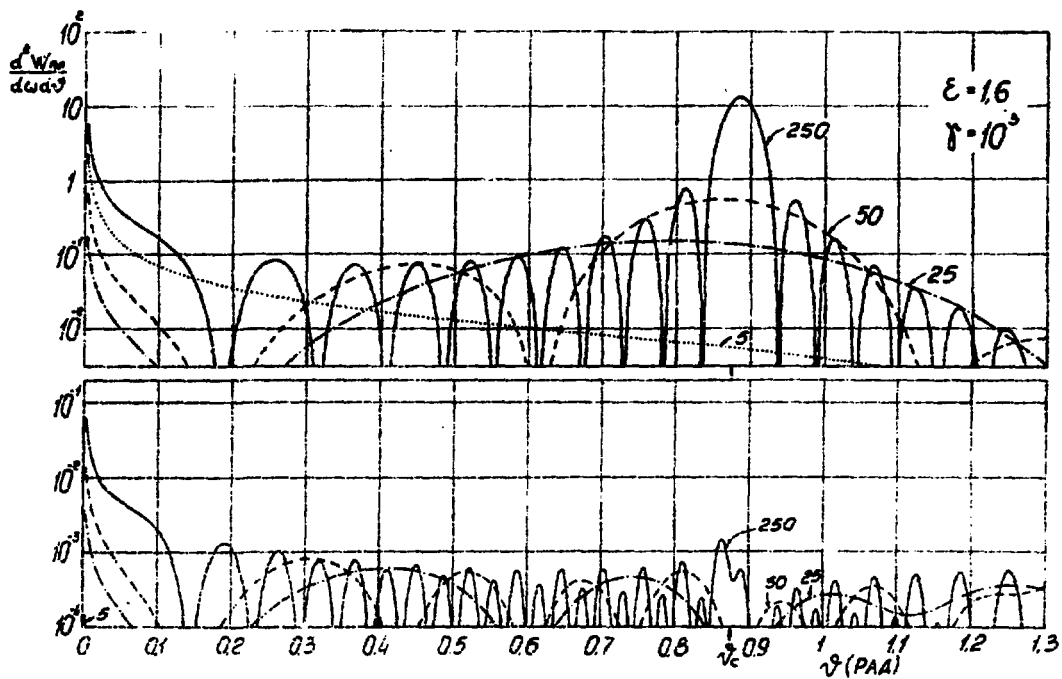


рис. I

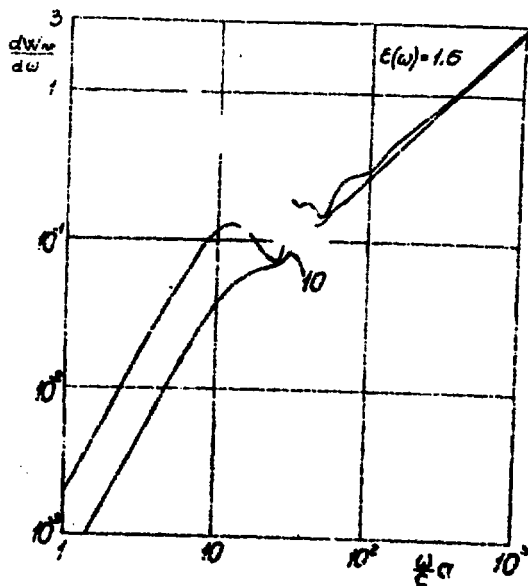


рис. 2

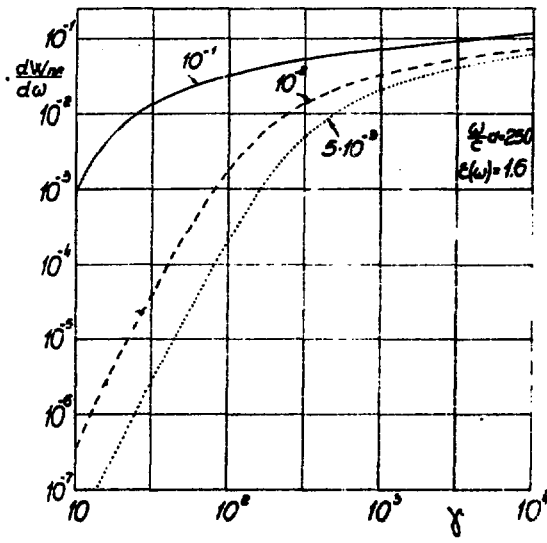


Рис.3

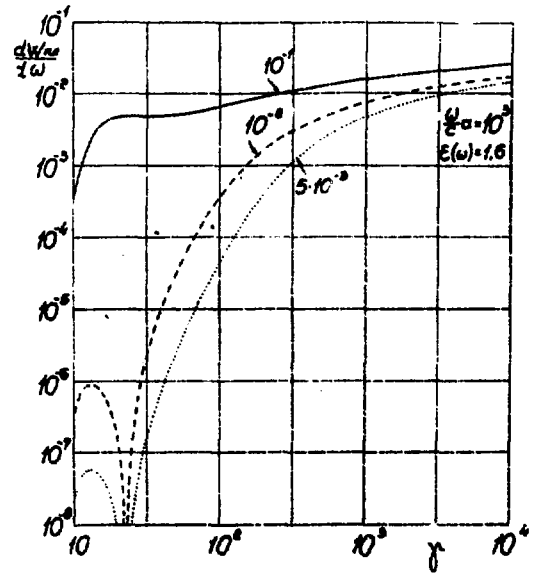


Рис.4

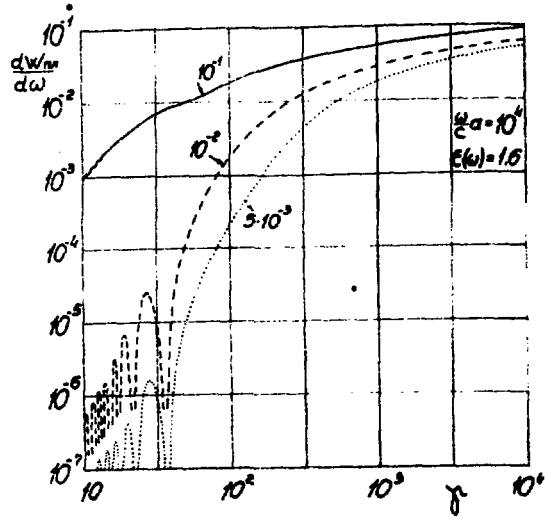


Рис.5

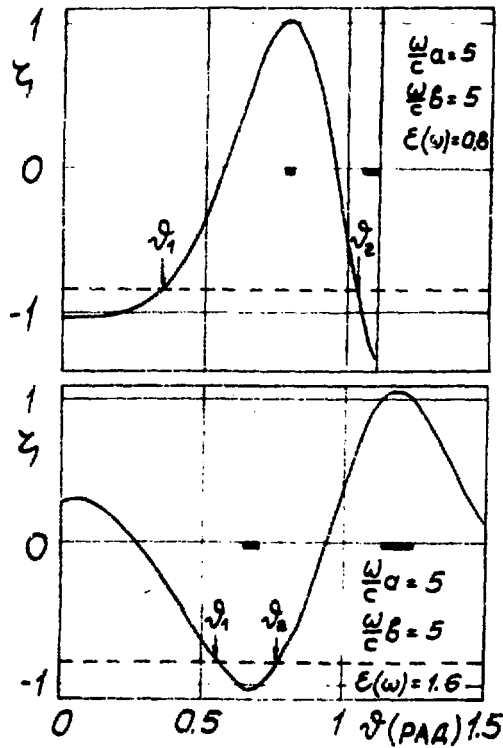


Рис.6

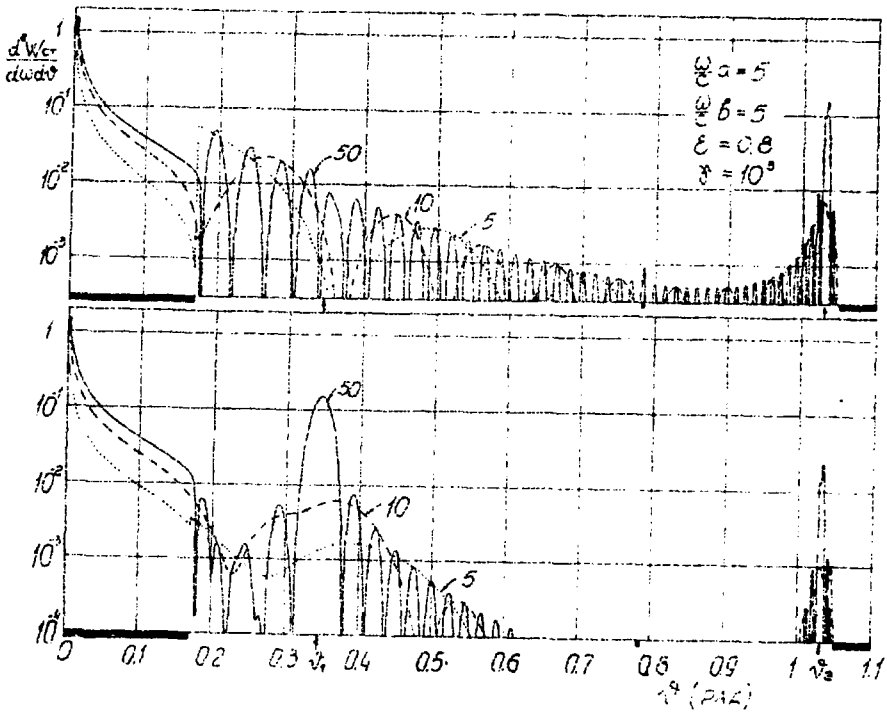


Рис. 7

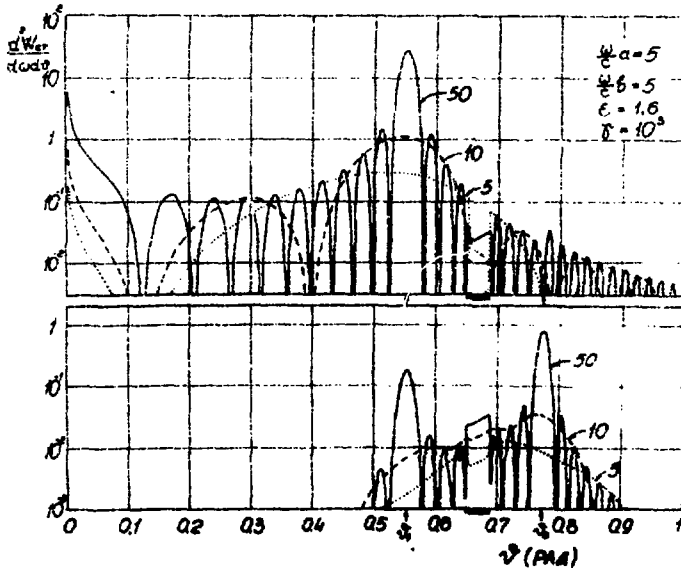


Рис. 8

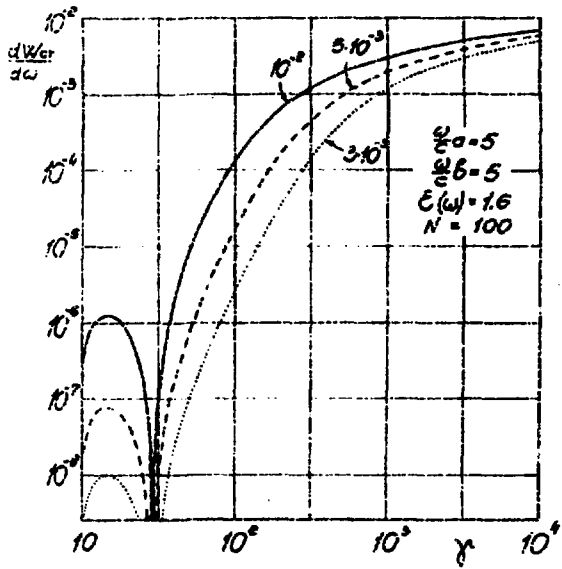


Рис.9

ПОДПИСИ К РИСУНКАМ

Рис. 1. Частотно-угловое распределение интенсивности излучения

$d^2W_{\text{нл}}/d(k\omega) d\vartheta$ (рад⁻¹·частица⁻¹), вышедшего из пластины и распространяющегося вперед (верхние кривые) и назад (нижние кривые), в зависимости от угла излучения ϑ (рад.). Цифры на кривых указывают значения $a_0 = \omega a/c$. Третьими указан угол ϑ_c (см. (9)).

Рис. 2. Интенсивность излучения $dW_{\text{нл}}/d(k\omega)$ (частица⁻¹) полученная в результате интегрирования верхних кривых на рис. 1 по углу излучения ϑ от 0 до $\pi/2$, в зависимости от $a_0 = \omega a/c$. Цифры на кривых указывают лоренц-фактор заряда. γ .

Рис. 3. Интенсивность излучения $dW_{\text{нл}}/d(k\omega)$ (частица⁻¹), полученная в результате интегрирования верхних кривых на рис. 1 по ϑ от 0 до ϑ_m в зависимости от γ -фактора заряда. Цифры на кривых указывают значения ϑ_m .

Рис. 4. То же самое, что на рис. 3 для $a_0 = \omega a/c = 10^3$.

Рис. 5. То же самое, что на рис. 3 для $a_0 = \omega a/c = 10^4$.

Рис. 6. Графические решения дисперсионного уравнения (14). На верхнем графике область значения угла $\vartheta > 1,108$ (правее вертикальной прямой) исключается из-за того, что величина ζ становится комплексной.

Рис. 7. То же самое, что на рис. 1 для стопки из N пластин. Цифры на кривых указывают значения N .

Рис. 8. То же самое, что на рис. 7 для $\epsilon = 1,6$.

Рис. 9. То же самое, что на рис. 3 для стопки из 100 пластин.

ЛИТЕРАТУРА

1. Я.Б.Файнберг, Н.А.Хижняк. ЖЭТФ, 32, 883, 1957.
2. Г.М.Гарибян. ЖЭТФ, 35, 1435, 1958.
3. В.Е.Пафомов. ЖТФ, 33, 557, 1963.
4. В.А.Аракелян, Г.М.Гарибян, Э.А.Нальян. Изв. АН Арм.ССР, Физика, 4, 287, 1969; В.А.Аракелян, Г.М.Гарибян. Изв. АН Арм.ССР, Физика, 4, 339, 1969.
5. А.Л.Авакян, Г.М.Гарибян, Ян Ши. Изв. АН Арм.ССР, Физика, 9, 12, 1974.
6. В.Е.Пафомов. ЖЭТФ, 33, 1074, 1957.
Г.М.Гарибян, Г.А.Чаликян. ЖЭТФ, 35, 1281, 1958;
Изв. АН Арм.ССР, серия физ.-мат. наук, XII, № 3, 49, 1959.
8. Г.М.Гарибян. Диссертация, ИТЭФ, 1961.
9. В.П.Зрелов. Излучение Вавилова-Черенкова и его применение в физике высоких энергий. Ч.1., М., Атомиздат, 1968.
10. А.Г.Оганесян, К.А.Испирян. Изв. АН Арм.ССР, Физика, 3, 290, 1968.
11. L.Wartski, S.Roland et al., J.Appl.Phys. 46, 3644, 1975; Труды Международн. симпозиума по перех. изл. частиц, Ереван, 1977, с.561.
12. В.Г.Барышевский, И.Д.Феранчук. Изв. АН БССР, физ.-мат. науки, 2, 117, 1975.
13. Ф.Зейтц. Современная теория твердого тела. М.-Л., Гос. Изд. Тех.-Теор. Лит., 1949, стр. 338.

Рукопись поступила 11-го октября 1977 г.

индекс 3624

Редактор Л.П.Мукаян

Тех.редактор А.С.Абрамян

Заказ 1157

ВФ- 04126

Тираж 299

Подписано к печати 6/ХП-77 Формат издания 30x60

1,5 уч.изд.л. Ц.10 к.

Издано Отделом научно-технической информации
Ереванского физического института Ереван -36, пер.Мар-
каряна 2