

ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ В УСКОРИТЕЛЯХ

В. М. Лопухин и В. А. Угаров

Современные ускорительные приборы (циклотроны, бетатроны, синхротроны и другие) позволяют достичь весьма больших энергий ускоряемых частиц. В настоящее время уже работают некоторые ускорители, позволяющие сообщить частицам энергии до нескольких сот MeV. Так, опубликованы сведения¹ о том, что американский циклотрон в Беркли, в лаборатории Калифорнийского университета, работая в режиме фазотрона (см. ниже), разгонял α -частицы до энергий порядка 400 MeV, а дейтероны — до энергий ~ 200 MeV. Бетатрон² в Скинектеди, близ Нью-Йорка, в лаборатории Джeneral Электрик Компани, разгонял электроны до энергий $\sim 100 - 150$ MeV. Ударяя в мишень внутри прибора, эти электроны порождали γ -кванты с энергиями 100 — 150 MeV, которые излучались наружу. Там же, в Скинектеди^{3,4}, введение дополнительного подмагничивания у небольшого, 50 MeV, бетатрона позволило получить с его помощью γ -кванты с энергиями ~ 70 MeV. Наконец, с помощью синхротрона⁵ электроны ускорялись до энергий ~ 70 MeV. Наружу энергия выводилась в виде γ -квантов.

Вступая в область энергий $\sim 100 - 1000$ MeV, совершенно естественно ожидать большого числа новых физических явлений, специфических для данной области энергий. Если до сих пор одной из главных проблем ядерной, да, пожалуй, и всей новейшей физики была проблема получения частиц с энергиями $\sim 100 - 1000$ MeV, то теперь, наряду с задачей дальнейшего увеличения достигнутых энергий, во весь рост встала задача всестороннего освоения диапазона уже полученных энергий (100 — 400 MeV).

Положение вещей напоминает здесь то, что имело место в начале этого века при изучении температур, близких к абсолютному нулю. Исторически сначала стояла задача достижения низких температур с целью сжижения «всех» газов. Действительно, в 1908 г. К. Оннесом был сжижен последний газ — гелий. А затем уже оказалось, что мы имеем дело с целой новой областью физики, с её характерными явлениями и закономерностями (сверхтекучесть, сверхпроводимость и т. д.) Исследование этой области температур в настоящее время находится в самом разгаре.

Среди новых физических явлений, обнаруженных в связи с достижением высоких энергий в ускорителях и нашедших отражение в литературе, можно отметить следующие.

Бомбардировкой ядер лёгких элементов α -частицами с энергией в 400 MeV в лаборатории Лоуренса и Сиборга, в Калифорнийском университете, были получены быстрые нейтроны с энергией ~ 100 MeV. Сверхбыстрые α -частицы, дейтроны и нейтроны оказались способными вызывать деление ядер таких элементов, как платина, титан, свинец, висмут и др. Деление ядра, т. е. расщепление его на две или несколько частей примерно одинаковой величины, индуцированное различными частицами, а в ряде случаев — спонтанное, до сих пор было известно только для урана, тория, протактиния и транс-урановых элементов, т. е. только для естественно-радиоактивных изотопов.

Далее, с помощью γ -квантов с энергиями в 100 — 150 MeV (Скиннекти, Нью-Йорк) и тех же α -частиц и дейтронов с энергиями 200 — 400 MeV оказалось возможным осуществить кратное расщепление ядер лёгких элементов с вылетом нескольких (трёх — четырёх) осколков, т. е. получить реакцию взрыва или испарения, характерную для столкновения космических частиц с ядрами.

Мы посвятим свой обзор одному новому физическому явлению, специфическому для энергий ~ 100 MeV. Мы имеем в виду явление электромагнитного излучения быстрых релятивистских электронов в ускорителях типа бетатрона. Интересно, что при указанных энергиях заметная часть излучения электрона приходится на видимую часть спектра электромагнитных волн.

Это обстоятельство весьма замечательно. Совсем недавно отмечалось пятидесятилетие со дня открытия электрона. Однако все эти пятьдесят лет приходилось довольствоваться лишь косвенными сведениями о присутствии электронов. Все опыты с электронами опирались на вторичные эффекты, связанные с наличием электронов.

В самом деле, все опыты с пучками электронов в вакуумных трубках приводятся в конце концов к наблюдению свечения на экране или на стенке трубки. Но наблюдаемое свечение является отнюдь не свечением электронов, а свечением возбуждаемых ими молекул или атомов. Метод сцинтилляций основан на том же эффекте. Говорить о «наблюдении» электрона в счётчиках можно в совсем условном смысле; в счётчиках частицы регистрируются, «отсчитываются», но отнюдь не наблюдаются.

Не наблюдаем мы частицы и в камере Вильсона. В камере Вильсона мы видим лишь следы частицы. Если позволим себе прибегнуть к сравнению, то картина, наблюдаемая в камере Вильсона, вполне тождественна заключительным кадрам кинофильма «Человек-невидимка», когда мы видим лишь следы ног невидимого человека на снегу. В методе толстослойных фотопластинок Л. В. Мысовского и

А. П. Жданова мы получаем тоже только следы; никаких прямых проявлений частицы нет. Частица только «расписывается» на фото-пластинке.

Только совсем недавно было обнаружено непосредственное свечение электрона. Речь идёт об открытии эффекта Черенкова. Здесь действительно имеет место свечение самих электронов. Но всё же и здесь следует оговориться. Для свечения черенковского электрона весьма существенно наличие среды. Оно, собственно, и обусловлено наличием среды. Излучение это, как известно, имеет место, когда скорость электрона превышает фазовую скорость света в окружающей среде. Неоднократно отмечалась аналогия этого явления с некоторыми явлениями газодинамики. В газовой динамике также начинаются совершенно особые явления (ударные волны), если скорости движения превосходят некоторую характеристическую скорость среды — местную скорость звука. Таким образом, и для ударных волн и для черенковского эффекта решающим является наличие среды с определёнными характеристиками. Поэтому нам кажется весьма удачным название, предложенное И. Е. Таммом для черенковского электрона, — «поющий электрон», поскольку название это хорошо оттеняет существенное значение окружающей среды.

Единственным случаем, когда мы видим «чистое» излучение самих электронов, является излучение электронов в ускорителях. Поэтому нам представляется правильным назвать непосредственное излучение электронов в ускорителях эффектом «светящегося электрона», понимая под этим, в общем случае, весь испускаемый спектр, а не только видимое излучение.

Наличие излучения быстрых частиц в ускорителях типа бетатрона было предсказано в 1944 г. советскими физиками Д. Иваненко и И. Померанчуком⁶. Дальнейшая теория разработана другими советскими, а также и американскими авторами^{7,8,15}.

Экспериментально излучение электронов в бетатроне было косвенно зафиксировано Блуиттом в 1946 г. и, наконец, «светящийся электрон» был наблюден визуально группой Поллока в 1947 г. Факт испускания электромагнитного излучения частицами, движущимися в ускорителях, имеет также непосредственное практическое значение.

Согласно классической электродинамике заряженные частицы, движущиеся с ускорением, теряют часть своей энергии на излучение. Как следствие этого обстоятельства частицы, движущиеся в ускорителях, могут выпасть из правильной фазы ускоряющего поля, что приведёт к нарушению нормальной работы ускорителя. Представляется поэтому интересным выяснить влияние этого излучения на характер движения частиц в ускорителе.

Мы дадим краткое изложение основных работ, в которых исследуется излучение заряженных частиц в ускорителях, и приведём некоторые интересные экспериментальные данные, относящиеся к этому кругу вопросов.

1. ИЗЛУЧЕНИЕ И ПРЕДЕЛ ДОСТИЖИМЫХ ЭНЕРГИЙ В УСКОРИТЕЛЯХ

Наличие потерь энергии на излучение может ограничить область достижимых энергий в ускорителе. Хотя предельная энергия ускоряемых частиц в различных типах ускорителей определяется различными факторами, можно указать приборы, где интересующее нас обстоятельство является решающим. Рассмотрим с этой точки зрения все основные типы ускорителей.

Как известно, в простом (нерелятивистском) циклотроне, предназначенном для ускорения тяжёлых частиц, предельная энергия ускоряемых частиц определяется теми значениями энергий, когда становится заметным релятивистское изменение массы частицы. Эта энергия зависит от массы частицы. Для протона, например, изменение массы на 10% имеет место уже при энергиях порядка 100 MeV. Как мы увидим ниже, при таких энергиях излучение тяжёлых частиц практически не играет роли.

В синхроциклотроне (т. е. фазотроне, представляющем собой циклотрон с изменяющейся частотой электрического поля по идее Векслера и позже Макмиллана^{16,17}), с помощью которого достигимы относительно большие энергии частиц, излучение опять-таки оказывается незначительным. Предельная энергия частиц в этом случае определяется, в основном, техническими трудностями, связанными с созданием больших магнитов и модуляцией частоты.

Для бетатрона, являющегося релятивистским прибором, т. е. таким прибором, в котором релятивистское изменение массы не нарушает работы прибора, излучение электронов, движущихся по круговым стационарным орбитам, играет уже существенную роль для определения области достижимых энергий. На это обстоятельство было впервые обращено внимание в 1944 г. советскими физиками⁶.

Для линейного резонансного ускорителя и волноводного ускорителя предел достижимых энергий не связан непосредственно с излучением ускоряемых частиц. Для микротрона и синхротрона (впервые предложенных В. И. Векслером^{16,18}) это излучение существенно. Влияние излучения на работу этих приборов будет рассмотрено ниже.

2. ИЗЛУЧЕНИЕ ЕДИНИЧНОГО ЭЛЕКТРОНА

Выведем формулу, определяющую излучение отдельного релятивистского электрона, движущегося в магнитном поле. Мы исходим при этом из классического релятивистского уравнения движения электрона, содержащего член, учитывающий радиационное торможение (или, что формально то же самое, из классического некантового уравнения Лоренца — Дирака для точечного электрона):

$$m \frac{du_i}{ds} = \frac{e}{c} F_{ik} u_k + \frac{2}{3} \frac{e^2}{c^3} \left\{ \frac{d^2 u_i}{ds^2} + u_i \left(u_k \frac{d^2 u_k}{ds^2} \right) \right\}, \quad (1)$$

(i, k = 1, 2, 3, 4),

где m — инвариантная масса электрона, e — заряд электрона, c — скорость света, u_i — компоненты четырёхмерной скорости, F_{ik} — тензор электромагнитного поля [$\mathbf{H}(F_{23}, F_{31}, F_{12})$, $i\mathbf{E}(F_{14}, F_{24}, F_{34})$], а $ds = dt \sqrt{1 - \beta^2}$, причём, как обычно, $\beta = \frac{v}{c}$. По индексам, встречающимся дважды, ведётся суммирование.

Перепишем уравнение (1) для значений $i = 1, 2, 3$ и для $i = 4$, получим уравнения для импульса и энергии:

$$\frac{d\mathbf{p}}{dt} = e \left(\mathbf{E} + \left[\frac{\mathbf{v}}{c} \mathbf{H} \right] \right) + \frac{2}{3} \frac{e^2}{c^3} \left\{ \ddot{\mathbf{v}} + \frac{3}{c^2} \frac{\dot{\mathbf{v}}(\mathbf{v}\dot{\mathbf{v}})}{1 - \beta^2} + \frac{\mathbf{v}}{c^2(1 - \beta^2)} \left(\mathbf{v}\ddot{\mathbf{v}} + \frac{3}{c^2} \frac{(\mathbf{v}\dot{\mathbf{v}})^2}{1 - \beta^2} \right) \right\} \frac{1}{1 - \beta^2}, \quad (2)$$

$$\frac{d\mathcal{E}}{dt} = e(\mathbf{v}\mathbf{E}) + \frac{2}{3} \frac{e^2}{c^3} \left(\frac{\mathbf{v}\dot{\mathbf{v}}}{(1 - \beta^2)^2} + \frac{3}{c^2} \frac{(\mathbf{v}\dot{\mathbf{v}})^2}{1 - \beta^2} \right). \quad (3)$$

В этих формулах $\mathbf{p} = \frac{m\mathbf{v}}{\sqrt{1 - \beta^2}}$ — импульс частицы, $\mathbf{v}$ — скорость частицы, $\mathcal{E}$ — энергия частицы, $\mathbf{E}$, $\mathbf{H}$ — электрическое и магнитное поле.

В качестве нулевого приближения для решения уравнения (3) возьмём решение уравнения без учёта радиационного торможения

$$\frac{d\mathbf{p}}{dt} = e \left(\mathbf{E} + \left[\frac{\mathbf{v}}{c} \mathbf{H} \right] \right). \quad (4)$$

Мы рассматриваем задачу без электрического поля, т. е. когда $\mathbf{E} = 0$. С учётом того, что магнитное поле не меняет абсолютной величины скорости, будем иметь из (4)

$$\dot{\mathbf{v}} = \frac{e}{m} \sqrt{1 - \beta^2} \left[\frac{\mathbf{v}}{c} \mathbf{H} \right] \quad (5)$$

и, следовательно,

$$\ddot{\mathbf{v}} = \frac{e^2}{m^2} (1 - \beta^2) \left[\left[\frac{\mathbf{v}}{c} \mathbf{H} \right] \mathbf{H} \right]. \quad (6)$$

Подставляя (5) и (6) в (3), получим (так как $\mathbf{v}\dot{\mathbf{v}} = 0$)

$$\begin{aligned} \frac{d\mathcal{E}}{dt} &= \frac{2e^2}{3c^3} \left\{ \mathbf{v} \left[\left[\frac{\mathbf{v}}{c} \mathbf{H} \right] \mathbf{H} \right] \frac{e^2}{m^2} (1 - \beta^2) \right\} = \\ &= -\frac{2e^2}{3c^3} \cdot \frac{e^2}{m^2 c} \cdot \frac{1}{1 - \beta^2} [\mathbf{v}\mathbf{H}]^2. \end{aligned}$$

Это же выражение может быть переписано в виде

$$r_0^2 [\mathbf{v}\mathbf{H}]^2 \left(\frac{\mathcal{E}}{mc^2} \right)^2, \quad (7)$$

имея в виду, что

$$\zeta = \frac{mc^2}{\sqrt{1-\beta^2}} \quad \text{и} \quad r_0 = \frac{e^2}{mc^2} \quad (\text{классический радиус электрона}).$$

Формула (7), определяющая потери электрона на радиационное торможение в магнитном поле, была получена И. Я. Померанчуком¹ в работе, посвящённой движению космических электронов в магнитном поле земли (опубликована в 1940 г.). Она может быть в равной степени использована и для нахождения излучения единичного электрона при движении в ускорителе. Вопрос о том, как сказывается взаимодействие электронов в ускорителях, будет рассмотрен особо. Так как в ускорителе (например, для конкретности — в бетатроне) $\mathbf{v} \perp \mathbf{H}$, а движение происходит по окружности радиуса $R = \frac{\zeta}{eH} = \frac{c}{\omega}$ (последнее равенство предполагает, что скорость движения электрона близка к скорости света), то из (7) мы получаем энергию, излучаемую на единице пути,

$$\zeta' = -\frac{2}{3} r_0^2 H^2 \left(\frac{\zeta}{mc^2} \right)^2. \quad (8)$$

Для излучения за один оборот получим

$$\zeta'' = -\frac{4\pi}{3} \frac{e^2}{R} \left(\frac{\zeta}{mc^2} \right)^4. \quad (9)$$

Из формулы (8) видно, что излучение частицы (об электроне до сих пор речь шла лишь для определённости) на единице пути обратно пропорционально квадрату массы частицы. Из формулы (9) видно, что излучение за один оборот пропорционально четвёртой степени энергии разгоняемой частицы.

Оценим максимальную достижимую в бетатроне энергию разгоняемой частицы. Она, очевидно, определяется тем условием, что приобретаемая от ускорителя за один оборот энергия нацело расходуется на излучение. Энергия, которую приобретает частица в бетатроне за один оборот, равна

$$e \oint \mathbf{E} \cdot d\mathbf{s} = e \cdot 2\pi R \cdot E. \quad (10)$$

С другой стороны, согласно уравнениям Максвелла

$$\oint \mathbf{E} \cdot d\mathbf{s} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \Phi}{\partial t},$$

где $\Phi = \pi R^2 \bar{H}$ — магнитный поток ($\bar{H}$ — среднее значение напряжённости магнитного поля по площади круга, охватываемого орбитой). Так как условием наличия стационарной орбиты является требование $\bar{H} = 2H_0$, где H_0 — напряжённость магнитного поля на орбите^{11, 2, 3}, то (10) можно переписать в виде

$$\oint \mathbf{E} \cdot d\mathbf{s} = -\frac{e}{c} \pi R^2 2\dot{H}_0,$$

откуда для потери на единицу пути получаем выражение

$$\mathfrak{E}' = -\frac{e}{c} R |\dot{H}|. \quad (11)$$

Приравнявая выражения (8) и (11)

$$\frac{2}{3} r_0^2 H^2 \left(\frac{\mathfrak{E}}{mc^2} \right)^2 = \frac{e}{c} R |\dot{H}|,$$

получаем для критического значения энергии $\mathfrak{E}_c$ формулу

$$\mathfrak{E}_c = mc^2 \left(\frac{3eR}{2r_0^2 c} \frac{\dot{H}}{H^2} \right)^{1/2}. \quad (12)$$

Отсюда видно, что предельная энергия электронов в бетатроне возрастает с ростом скорости изменения магнитного поля; при заданном значении H величина $\mathfrak{E}_c$ пропорциональна корню квадратному из величины энергии, приобретаемой на единице пути.

Формула (12) была получена в 1944 г. Иваненко и Померанчуком⁶. Как указывают авторы, при разумных допущениях относительно R и H для энергии $\mathfrak{E}_c$ получаются значения порядка 500 MeV. Эта энергия, повидимому, является предельной достижимой энергией для электронов, ускоряемых в бетатроне (уточнение см.⁸).

Представляет значительный интерес найти угловое распределение и спектр излучения электрона в бетатроне. Эти вопросы рассмотрены в работе Арцимовича и Померанчука⁸ и в обзоре Шиффа⁹, который основывался на работе Швингера¹⁰. Результаты этих работ в основном согласуются между собой. Мы изложим их, следуя Шиффу.

Движение электрона в бетатроне является периодическим. Поэтому следует ожидать наличия в спектре излучения гармоник, кратных основной частоте обращения электрона на орбите

$$\omega_0 = \frac{eHc}{\mathfrak{E}}.$$

Для полной энергии, приходящейся на излучение n -й гармоники, имеем формулу

$$\omega_n = \frac{\omega_0 e^2 n}{R} \left\{ 2\beta^2 J'_{2n}(2n\beta) - (1 - \beta^2) \int_0^{2n\beta} J_{2n}(x) dx \right\}, \quad (13)$$

где J_{2n} — бесселева функция первого рода, индекса $2n$, а J'_{2n} — её производная. Выражение (13) было получено ещё Шоттом¹⁴ в 1911 г., который чисто академически, без какого-либо приложения к теории ускорителей, рассмотрел ряд задач, относящихся к излучению движущихся зарядов, в частности излучение заряженных частиц, движущихся по окружности. В формуле (13) в неявном виде содержатся следующие результаты, полученные недавно Арцимовичем и Померанчуком⁸ и Швингером¹⁰: ω_n растёт, как $n^{1/2}$, с ростом n до значе-

ний n порядка $\left(\frac{\xi}{mc^2}\right)^3$, а затем экспоненциально убывает (см. рис. 1):

$$\left. \begin{aligned} \omega_n &\approx 0,518 \frac{\omega_0 e^2}{R} n^{1/3} \quad \text{при } 1 \ll n < n_0, \\ \omega_n &\approx e^{-n/n_0} \quad \text{при } n > n_0, \\ n_0 &\approx \left(\frac{\xi}{mc^2}\right)^3. \end{aligned} \right\} \quad (14)$$

Из формул (14) видно, что основная часть излучения приходится на высокие гармоники [$n \sim \left(\frac{\xi}{mc^2}\right)^3$; например, для бетатрона, разгоняющего частицы до энергий 100 MeV в поле $H \sim 10^4$ эрстед, имеем $n_0 \sim 10^7$, откуда непосредственно следует, что значительная часть излучения приходится на долю видимого спектра]. Отсюда можно заключить, что излучение, о котором идёт речь, может быть наблю-

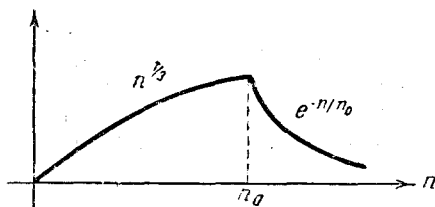


Рис. 1. Зависимость энергии, приходящейся на n -ю гармонику, от номера гармоники.

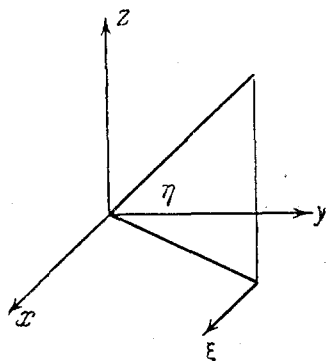


Рис. 2. Система координат, используемая в формулах (14) — (16).

даемо и визуально. Несколько слов нужно сказать об угловом распределении излучения. Если ввести полярные углы ξ и η , такие, что $\xi=0$ есть направление мгновенной скорости электрона, а $\eta=0$ есть плоскость орбиты (см. рис. 2), то угловое распределение излучения будет определяться формулой

$$\frac{\omega e^2 \beta^3}{4\pi R} \left[\frac{1}{(1 - \beta \cos \xi)^3} - \frac{(1 - \beta^2) \sin^2 \xi \cos^2 \eta}{(1 - \beta \cos \xi)^5} \right]. \quad (15)$$

Можно убедиться в том, что интеграл от этого выражения по сфере даёт значение полной излучённой энергии, соответствующее (7). Из формулы (15) непосредственно видно, что для $\xi \gg mc^2$ и, следовательно, $\beta \approx 1$ излучение концентрируется в телесном угле, имеющем осью мгновенное направление движения, с угловым раствором порядка $\frac{mc^2}{\xi}$ радиан. Угловое распределение излучения, при-

ходящегося на один радиан, усреднённое по всей окружности, имеет вид

$$\left(\frac{\omega e^2 \beta^3}{8\pi R} \right) \frac{\left[1 + \cos^2 \vartheta - \frac{\beta^2}{4} (1 + 3\cos^2 \vartheta) \sin^4 \vartheta \right]}{(1 - \beta \sin^2 \vartheta)^{3/2}}, \quad (16)$$

где ϑ — полярный угол, выбранный так, что $\vartheta = 0$ перпендикулярно к плоскости орбиты. При условии $\beta \ll 1$ мы имеем угловое распределение, определяемое в основном обычным множителем $1 + \cos^2 \vartheta$. Итак, излучение релятивистского ($\beta \gg mc^2$) единичного электрона в основном сосредоточено вблизи плоскости орбиты, в небольшом телесном угле, охватывающем направление движения электрона (причём электрон излучает вперёд по направлению движения). Поскольку возникновение обертонов связано с неравномерностью излучения электрона для заданной точки наблюдения при различных положениях его на орбите, в плоскости орбиты сосредоточено также наибольшее количество гармоник. Интенсивность излучения, приходящегося на n -гармонику, быстро убывает с удалением от плоскости орбиты. В направлении, перпендикулярном плоскости орбиты, излучается только основная частота ω_0 , равная частоте обращения электрона по орбите.

Легко определить и направление поляризации излучения электрона, движущегося по окружности. Наблюдая движение электрона в плоскости его орбиты, мы увидим лишь его колебания, перпендикулярные направлению наблюдения, т. е. лежащий в плоскости орбиты диполь. Следовательно, излучение поляризовано в плоскости движения электрона.

3. ИЗЛУЧЕНИЕ СИСТЕМЫ ЭЛЕКТРОНОВ В БЕТАТРОНЕ

До сих пор рассматривалось излучение единичного электрона, движущегося в магнитном поле. Во всех ускорительных установках, в том числе и в бетатроне, мы всегда имеем дело с совокупностью взаимодействующих частиц. Поэтому совершенно естественно возникают вопросы, как влияет взаимодействие электронов на их общее излучение и в каких случаях применимо рассмотрение, относящееся к одному электрону. Заметим здесь, что сразу не очевидно, что электронный поток в бетатроне будет излучать, поскольку постоянный круговой ток не излучает.

Мы изложим кратко результаты рассмотрения этого вопроса^{6,8,13}. Учёт интерференционного эффекта излучения N отдельных электронов осуществляется обычным образом: выражение для энергии, приходящейся на n -ю гармонику спектра, умножается на множитель вида

$$F = \left| \sum_{s=1}^N \exp(in \varphi_s) \right|^2, \quad (17)$$

где φ_s — угловая координата s -го электрона. Суммирование ведётся по всем электронам. Множитель (17) может приводить к трём существенно различным случаям.

Случай 1. Частицы распределены по окружности на равных угловых расстояниях друг от друга $\left(\frac{2\pi}{N}\right)$. В этом случае множитель F будет равен нулю для всех гармоник, для которых $\frac{n}{N}$ не есть целое число; это непосредственно следует из правила сложения векторов комплексных чисел. В том случае, если $\frac{n}{N}$ есть целое число, множитель F равен N^2 , ибо каждое из слагаемых $\exp(in\varphi_s)$ в этом случае равно единице. Таким образом, в рассматриваемом случае можно уменьшить излучение, если сделать $N > n_0$ (вспомним, что n_0 означает ту гармонику, после которой начинается экспоненциальное падение энергии излучения). Отметим, однако что случай $N > n_0$ соответствует огромной плотности тока в электронном пучке и вряд ли может быть реализован. Кроме того, трудно себе представить конкретные физические условия, при которых может существовать такое равномерное распределение электронов по окружности.

Переходя в формуле (17) к пределу $N \rightarrow \infty$, что практически соответствует случаю постоянного тока, мы придём к выводу о том, что постоянный круговой ток не излучает, так как

$$\int_0^{2\pi} \exp(in\varphi) d\varphi = 0.$$

Мы уже отметили важность этого обстоятельства.

Случай 2. Частицы хаотически распределены внутри пучка, занимающего на орбите угол φ радиан, что соответствует движению сгустка электронов. В этом случае множитель (17) будет иметь вид

$$F \sim N + (N^2 - N)f(n\varphi), \quad (18)$$

где $f(0) = 1$ и $f(x)$ убывает для $x > 1$, причём характер убывания зависит от средней плотности ρ электронов в пучке. Угловое расстояние φ определяется как расстояние, на котором плотность электронного сгустка падает в e раз, причём предполагается, что плотность электронов в сгустке меняется по закону Гаусса. Подобное распределение электронов на орбите в виде сгустка имеет место в синхротроне.

Из (18) следует, что большие потери энергии, связанные с существованием сгустка, обнаруживаются в гармониках $n \leq \frac{1}{\varphi}$ (так что $x = n\varphi \leq 1$) и соответствуют длинам волн $\lambda \gtrsim$ размеров сгустка.

Случай 3. Электроны хаотически распределены вдоль всей окружности. Легко видеть, что в силу независимости угловых координат φ_s отдельных электронов друг от друга смешанные члены в выражении (17) выпадут, и мы получим, что рассматриваемый множитель

$$F = N.$$

Физическая картина, соответствующая этому случаю, такова. В электронном пучке имеют место флуктуации плотности $\Delta\rho$. Причём, если плотность тока в пучке невелика, то флуктуации $\Delta\rho$ будут также невелики, и поэтому их можно считать независимыми (так как они создают малые поля). Для независимых флуктуаций закон Пуассона, относящийся к случайным величинам, даёт

$$\Delta\rho \sim \sqrt{N},$$

где $\Delta\rho$ — флуктуация плотности электронов в пучке, N — концентрация электронов в пучке.

Излучение отдельной флуктуации будет пропорционально $(\Delta\rho)^2 \sim N$. Для полного пучка, просуммировав по всем флуктуациям, мы также получим, что излучение на флуктуациях $\sim N$, что и совпадает с результатом, приведённым выше. Таким образом, именно наличие флуктуаций совместно с достижением высоких энергий электронов и обуславливает излучение электронов в бетатроне *).

Приближённую оценку пределов применимости представления о невазаимодействующих электронах в бетатроне приводят в своей статье Арцимович и Померанчук⁸. Очевидно, что электроны можно считать невазаимодействующими, а флуктуации их плотности независимыми (т. е. следующими закону Пуассона), если максимальные потенциалы, соответствующие флуктуациям, будут малы по сравнению с разностями кинетических энергий электронов, движущихся по орбите. Разброс в кинетических энергиях вызывается двумя причинами — неодновременностью впуска электронов в рабочее пространство и столкновениями электронов с молекулами газа (ионизационными потерями). Сопоставив величины флуктуационных потенциалов (которые, по Арцимовичу и Померанчуку, составляют около 60 eV), и величины разброса скоростей электронов (различные причины, вызывающие разброс, дают каждая в среднем около 10^3 eV), авторы приходят к выводу, что влиянием взаимодействия электронов на их излучение в бетатроне можно пренебречь.

4. ВЛИЯНИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ НА РАБОТУ РАЗЛИЧНЫХ УСКОРИТЕЛЕЙ

1. Бетатрон^{11, 12, 13}. Как указывалось выше, в бетатроне общая потеря энергии на излучение пропорциональна числу электронов в пучке. Расчёты показывают, что уже при энергиях электро-

*) Роль, которую играют флуктуации плотности заряда в излучении кольца электронов, была отмечена в дискуссии Д. Иваненко и Я. Терлецкого в 1945 г. (на защите диссертации последнего).

нов порядка 100 MeV следует ожидать сокращения радиуса стационарной орбиты. Для энергий $\mathcal{E}$ порядка 300 MeV (частота изменения магнитного поля $\frac{\omega}{2\pi} = 60$ гц, радиус стационарной орбиты $R = 2$ м, поле на орбите $H_{\max} = 5000$ гаусс) потери составляют 4,7 % общей энергии электрона, если поле изменяется гармонически. При этом большая часть энергии приходится на длины волн порядка $2\pi R \left(\frac{mc^2}{\mathcal{E}}\right)^3$, что соответствует примерно 600 Å, т. е. лежит в области далёкого ультрафиолета.

Отсюда следует, что потери энергии не могут быть значительно уменьшены путём экранировки. (Под экранировкой понимается применение хорошо проводящей металлической поверхности, на которой возникают наведённые электронным потоком поверхностные токи, излучение которых компенсирует излучение основного тока). Компенсация, очевидно, возможна лишь в случае когерентности этих токов, что накладывает условие на длины волн $\lambda \gtrsim R$.

Отметим, что в подробном обзоре, касающемся работы и конструирования бетатронов в Германии²⁰, указывается, что, имея в виду излучение электронов в бетатроне, конструкторы построили специальную модель для исследования такого излучения перед тем как строить бетатрон на 200 MeV (последний так и не был закончен в связи с поражением Германии в войне).

2. Синхротрон^{16, 17}. В синхротроне электроны впускаются в прибор отдельными порциями, каждая из которых соответствует началу периода нарастания магнитного поля. В нём электроны движутся по круговой орбите в виде сгустка конечной протяжённости. Хотя с первого взгляда кажется, что в этом случае должно иметь место когерентное излучение и интенсивность должна быть пропорциональна квадрату числа электронов в сгустке, на самом деле расчёты обнаруживают, что максимальное излучение приходится на столь короткие волны (по сравнению с длиной сгустка), что это излучение опять-таки некогерентно.

Для сгустков, имеющих протяжение порядка десятков градусов, главная часть радиационного спектра имеет ту же интенсивность, что и интенсивность излучения полного кольца электронов, хаотически распределённых по окружности (напомним, что в этом случае интенсивность пропорциональна общему числу электронов). Когерентное излучение приходится на длины волн, имеющие порядок линейных размеров сгустка. Когерентное излучение, приходящееся на один электрон, пропорционально числу электронов и не зависит от энергии электрона в предположении $\mathcal{E} \gg mc^2$. При отсутствии экранировки эта энергия даётся формулой

$$1,4 \omega_0 T \left(\frac{e^2}{R} \right) \left(\frac{N}{\varphi^{1/3}} \right), \quad (19)$$

где T — время ускорения электрона, φ — угловая протяжённость сгустка в радианах. В уравнении (19) предполагается распределение плотности по закону Гаусса, а φ измеряется между точками, в которых плотность составляет $\frac{1}{e}$ — часть от максимальной плотности.

Для $\mathcal{E}$ порядка 300 MeV, $N \sim 10^{11}$ и $\varphi = 0,2$ ($\sim 12^\circ$) потери, обусловленные когерентным излучением сгустка, примерно в сорок раз превышает потери, связанные с излучением полного кольца хаотически распределённых электронов. Однако путём экранировки электронного пучка это излучение может быть значительно уменьшено.

В приведённом выше примере потери сгустка на когерентное излучение с помощью экранирования могут быть уменьшены до одной десятой потерь на излучение полного кольца электронов (в отсутствие экранировки).

По сравнению с бетатроном синхротрон имеет то преимущество, что часть потерь на излучение компенсируется автоматической фокусировкой электронов при движении по орбите, которое обладает фазовой стабильностью. Единственное требование, которому здесь необходимо удовлетворить, заключается в том, чтобы потери излучающего электрона за период обращения были бы малы по сравнению с энергией, приобретаемой при прохождении ускоряющих электрических промежутков. Шифф высказывает предположение о том, что с помощью синхротрона можно будет достичь энергий электронов порядка 10^3 MeV.

3. Микротрон¹⁸. Микротрон представляет собой ускорительную установку, состоящую из эндовибратора и магнитного поля. Ускоряемые переменным потенциалом на эндовибраторе, электроны закручиваются магнитным полем по окружностям возрастающих радиусов. Для нормальной работы микротрона также необходимо, чтобы потери на излучение за один оборот были бы меньше напряжения на дуантах. Таким образом и здесь излучение ставит границу достижимых энергий, примерно того же порядка, что и для синхротрона.

4. Линейный резонансный ускоритель⁷. Линейный резонансный ускоритель представляет собой систему большого числа колебательных контуров (резонаторов), обладающих большой добротностью, т. е. малым затуханием. Электроны, движущиеся вдоль такой системы резонаторов, попадают каждый раз в ускоряющую фазу соответствующего резонатора, что приводит к росту их энергии. Ускоряясь, электроны излучают. Однако можно показать, что при движении зарядов по прямой в ускоряющем электрическом поле отношение излучённой энергии к приобретаемой исчезающе мало. Поэтому радиационные потери в линейном резонансном ускорителе не лимитируют достигаемых с его помощью энергий. Заметим, однако, что для достижения больших энергий требуется создание уско-

рителя весьма значительных размеров: для получения электронов с энергией 300 MeV размер прибора должен быть ~ 450 м.

Для тяжёлых частиц длина линейного резонансного ускорителя имеет более скромную величину — порядка десятков метров для получения частиц с энергией ~ 100 MeV. В линейном ускорителе тяжёлых частиц роль излучения ещё меньше, чем в линейном ускорителе для электронов, ибо излучение обратно пропорционально массе ускоряемой частицы.

5. Линейный волноводный ускоритель. Идея работы линейного волноводного ускорителя состоит в том, чтобы ускорять частицу с помощью распространяющейся по системе электромагнитной волны, фазовая скорость которой близка к скорости света. Радиационные потери здесь будут также весьма малы по тем же причинам, что и в предыдущем случае. С помощью волноводного ускорителя, повидимому, можно будет получить электроны с энергией порядка 10^3 MeV.

6. Синхроциклотрон. Синхроциклотроном, или фазотроном, называют циклотрон, работающий в режиме, аналогичном режиму синхротрона.

В фазотроне частота переменного напряжения на дуантах модулирована некоторой меньшей частотой, которой соответствуют периоды впуска в прибор ускоряемых частиц. При правильном выборе момента впуска движение частиц обладает фазовой стабильностью (так же, как это имеет место в синхротроне), несмотря на релятивистское изменение массы частиц. Этот прибор рассчитан на ускорение тяжёлых частиц (ионов, α -частиц, дейтронов и др.). При этом, хотя релятивистский эффект изменения массы и имеет заметное влияние, всё же скорости ускоряемых в нём частиц заметно отличаются от скорости света c (в фазотроне в Беркли, разгоняющем α -частицы до энергии 400 MeV, их максимальная скорость составляет $0,45 c$). Поэтому излучение заряженных частиц в этом циклотроне можно рассчитывать по нерелятивистским формулам. Это излучение не имеет существенного значения для режима работы прибора, если ещё учесть, что излучение обратно пропорционально массе частицы, которая для тяжёлых частиц относительно весьма велика.

5. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНО НАБЛЮДАЕМЫЕ ЯВЛЕНИЯ, СВЯЗАННЫЕ С ИЗЛУЧЕНИЕМ ЭЛЕКТРОНОВ. „СВЕТЯЩИЙСЯ ЭЛЕКТРОН“

Уже в работе Блунтга¹⁵, работавшего с бетатроном на 100 MeV, было указано на два следующих экспериментальных факта. Во-первых, наблюдалось сжатие орбиты ускоряемых частиц, так что частицы попадали на мишень раньше, чем это должно было иметь место в отсутствие излучения. Во-вторых, указанное выше сжатие электронной орбиты было одним и тем же при различных значениях

полного тока в пучке. Это говорит о независимости излучения каждого электрона от числа электронов в пучке. Блуитт подчеркнул, что самого излучения он не наблюдал. Им особенно тщательно была исследована микроволновая область излучения, на которую, по его расчётам, должна была приходиться главная часть излучения в приборе. Однако, как мы уже указывали, при энергиях ~ 100 MeV максимум излучения электрона приходится на высокие гармоники, соответствующие видимой или даже ультрафиолетовой области спектра. Поэтому совершенно естественно, что Блуитт не смог обнаружить излучения в микроволновой области, хотя и работал с весьма чувствительными индикаторами, так что излучение $\sim 10^{-5}$ *ватт* уже было бы отмечено *).

Летом 1947 г. появилась короткая заметка Поллока⁵ и его сотрудников «О визуально наблюдаемом излучении пучка электронов в синхротроне на 70 MeV».

Электронная орбита синхротрона имела радиус 29,3 см. Излучение было видно, как маленькое яркое пятнышко белого цвета на стеклянной поверхности вакуумной трубки, если смотреть в плоскости орбиты навстречу приближающемуся электрону.

В нормально работающем синхротроне электроны, попадающие на мишень, создают рентгеновское тормозное излучение мощностью 50 *рентг/мин* на расстоянии 1 м. При этой интенсивности рентгеновского излучения пятно было весьма ярким, однако даже при интенсивности излучения, равной 1 *рентг/мин*, на расстоянии 1 м пятно ещё можно было наблюдать при дневном свете. При включении катушек, возмущающих электронные орбиты так, что электроны попадали на мишень до достижения магнитным полем максимума, интенсивность наблюдаемого свечения резко возрастала с увеличением энергии электронов, если эта энергия превышала 30 MeV. Если же электроны попадали на мишень после достижения магнитным полем максимума, то интенсивность свечения не зависела от энергии, с которой электроны покидали пучок, а определялась максимальной энергией, приобретённой электронами.

Визуально наблюдаемый эффект исчезал, если электроны попадали на мишень с энергией, меньшей чем 30 MeV. Если с помощью специального резонатора, включаемого на короткое время перед тем, как магнитное поле достигло максимума, сместить электронный пучок до радиуса, меньшего чем внутренний радиус мишени, то в дальнейшем с ростом магнитного поля электронная орбита будет расширяться. При этом вместо маленького пятнышка наблюдатель видит короткую линию, растянутую в плоскости орбиты. Испускаемое излучение поляризовано; электрический вектор лежит в плоскости ор-

*) Возможной причиной, по которой Блуитт не смог наблюдать видимое излучение, явилось и то обстоятельство, что в бетатроне на 100 MeV, с которым он работал, стенки вакуумной камеры были посеребрены²¹.

биты. При повороте николя на 90° визуально наблюдаемое свечение исчезало.

Авторы не приводят сведений о спектральном составе излучения, обещая вскоре дать подробное изложение приведённых опытов.

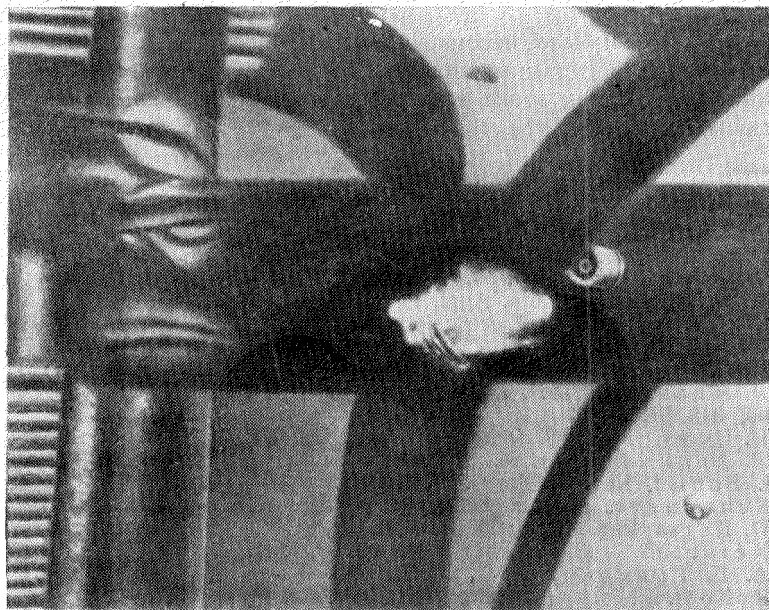


Рис. 3. Фотография „светящихся электронов“. Видны камера синхротрона и яркое светлое пятно, представляющее собой излучение электронов²².

Прекрасные фотографии нового эффекта «светящегося электрона» приводятся в ряде последних номеров журналов^{19, 21, 22}. Мы приводим одну из них.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, предсказанное впервые советскими физиками излучение электронов в ускорительных установках типа бетатрона весьма скоро подтвердилось рядом экспериментов, завершённых непосредственным наблюдением «светящегося электрона» группой Поллока. Это явление представляет собой новый физический эффект, характерный для электронов энергии порядка 100 MeV и позволяющий непосредственно «увидеть» электрон.

Явление «светящегося электрона» существенно для ускорителей электронов (бетатрон, синхротрон). Можно сказать, что синхротрон

и бетатрон являются, во-первых, генераторами тормозного излучения (γ -кванты) и, во-вторых, генераторами простого свечения (эффект «светящегося электрона»), независимо от их использования как генераторов ускоренных частиц.

Сейчас трудно сказать, какое приложение в науке найдёт этот эффект.

Как бы то ни было, несомненно уже сейчас, что обнаружен экспериментально интересный новый физический эффект; в теоретическом предсказании этого эффекта советским физикам принадлежит выдающаяся роль.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Brobeck, Lawrence and others, Phys. Rev., 71, 449, 1947; Perlman, Phys. Rev., 72, 312, 1947.
2. Blewett, Phys. Rev., 69, 87, 1946.
3. Westendorp, Journ. Appl. Phys., 16, 657, 1946.
4. Stockley, General Electric Review, 50, 3, 1947.
5. Elder, Gurewitsch, Langmuir, Pollock, Phys. Rev., 71, 829, 1947.
6. Д. Иваненко и И. Померанчук, ДАН, 44, 315, 1944; Phys. Rev., 65, 343, 1944.
7. И. Померанчук, Journal of Phys., USSR 2, 65, 1940.
8. Л. Арцимович и И. Померанчук, ЖЭТФ, 16, 170, 1946.
9. L. Schiff, Rev. Sci. Instr., 17, 6, 1946.
10. Schwinger, Phys. Rev., 70, 798, 1946.
11. D. Kerst, Phys. Rev., 60, 47, 1941.
12. Kerst and Serber, Phys. Rev., 60, 53, 1941.
13. А. П. Гринберг, УФН, 27, 30, 1945.
14. Schott, Theory of radiation. Cambr. Univ. Press, 1912.
15. В. Гинзбург, Изв. А. Н., сер. физ. II, 16, 1946.
16. В. Векслер, Journ. of Phys., USSR 9, 153, 1945; ДАН, 44, № 9, 1944.
17. McMillan, Phys. Rev., 68, 143, 1945.
18. В. Векслер, ДАН, 43, № 8, 1944.
19. Electronics, Febr., 1947.
20. Kaiser, Journ. Applied. Phys., 18, 1, 1947.
21. Sci. News Letters, 51, 339, 1947.
22. Gen. Electr. Rev., 50, 3, 1947.