

полем и описывают траектории, показанные на рис. 3.112. Двигаясь ускоренно, электроны испускают электромагнитное излучение, которое выводится затем из магнетрона так же, как из клистрона.

Для вывода излучения высокой частоты в пространство в случае волновода можно использовать рупор, в прочих случаях — антенну, механизм действия которой будет разобран в следующем параграфе.

Для передачи электромагнитного поля без излучения его в про-

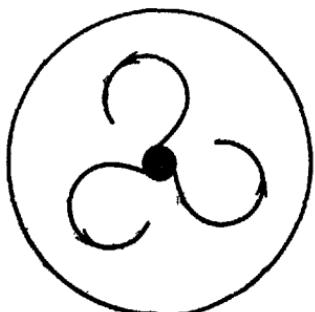


Рис. 3.112.

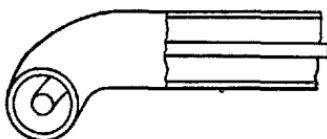


Рис. 3.113.

странстве можно пользоваться также коаксиальным кабелем, состоящим из центрального провода и соосной с ним металлической оболочки (рис. 3.113). Токи в этом кабеле идут по поверхности внутреннего проводника и по внутренней поверхности проводника — оболочки. Электромагнитное поле в таком кабеле целиком распространяется в пространстве между проводниками и вне проводника всегда равно нулю. Поэтому коаксиальный кабель в отличие от обычных «открытых» линий, состоящих из двух параллельных проводников, ничего не излучает.

### § 53. Электромагнитные волны

В идеальном колебательном контуре (см. рис. 3.98) электрические заряды противоположного знака то разделяются на противоположных пластинах конденсатора, то компенсируют друг друга в моменты максимума тока. Та же картина движения зарядов и токов наблюдается в вибраторе Герца (рис. 3.106, в) при возбуждении его индуктором и в антenne, возбуждаемой от лампового генератора (рис. 3.110).

Для выяснения механизма образования электромагнитных волн этими излучателями представим излучатель схематически в виде колеблющегося электрического диполя. Такой простейший вибратор, изображенный на рис. 3.114, состоит из двух зарядов  $+q$  и  $-q$ , гармонически колеблющихся с некоторой частотой  $v$  вдоль вертикальной прямой в противоположные стороны. Амплитуда колебаний обоих зарядов одинакова, а фазы противоположны. На рис. 3.114,

*a*—*ж* изображены последовательные положения зарядов системы и линии электрического поля  $\mathbf{E}$ .

В момент  $t=0$  оба заряда находятся в одной и той же начальной точке и электрическое поле отсутствует (рис. 3.114, *a*). На рис. 3.114, *б* изображено положение этих зарядов спустя некоторый промежуток времени  $t$  после начала движения. Заряды сместились на некоторое расстояние от равновесных положений, и система представляет собой электрический диполь, линии поля которого выходят из заряда  $+q$  и входят в заряд  $-q$ . Однако на более далеких расстояниях от диполя электрическое поле еще отсутствует.

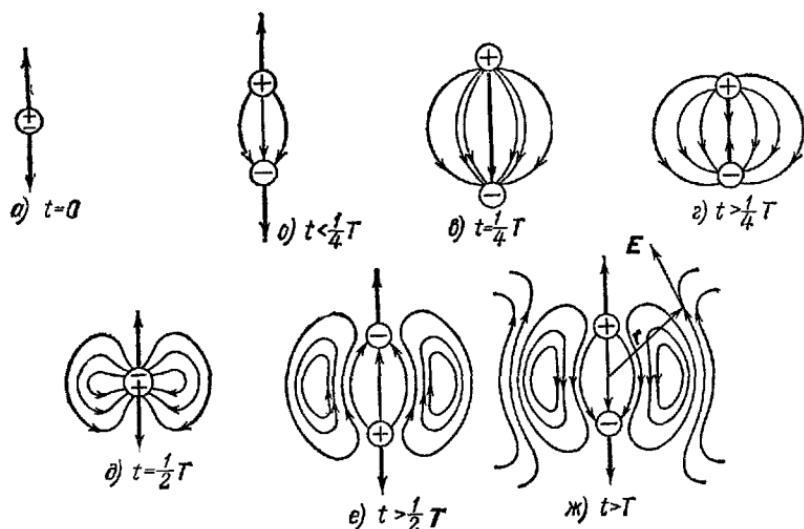


Рис. 3.114.

На рис. 3.114, *в* и *г* показаны положения обоих зарядов спустя четверть периода ( $t=1/4T$ ) и несколько позже ( $t>1/4T$ ). За это время электрическое поле успевает распространиться на некоторое расстояние от диполя. В момент  $t=1/2T$  (рис. 3.114, *д*) оба заряда проходят через положение равновесия и компенсируют друг друга. Однако электрическое поле, созданное в окружающем пространстве за предыдущее время, не исчезает, и линии этого поля, отрываясь от зарядов, замыкаются сами на себя. В следующий момент,  $t>1/2T$ , заряды вновь расходятся (рис. 3.114, *е*) и начинают создавать электрическое поле обратного направления. «Отшнуровавшиеся» же замкнутые линии вектора  $\mathbf{E}$  уходят от источника поля со скоростью  $c$ . По истечении первого периода колебания ( $t=T$ ) от зарядов «отшнуруется» новая группа линий электрического поля, как показано на рис. 3.114, *ж*, и т. д.

Напомним еще раз, что линии напряженности электрического поля являются не физической реальностью, а лишь графическим способом описания структуры поля.

«Отшнуровывающееся» поле будет содержать не только электрическую составляющую. Как уже было показано, с движущимся электрическим полем всегда связано магнитное поле. Часть электрического поля, отделившаяся от поля, связанного с зарядами, будет двигаться в пространстве, и ей будет сопутствовать магнитное поле  $\mathbf{H}'$ , перпендикулярное к  $\mathbf{E}$ .

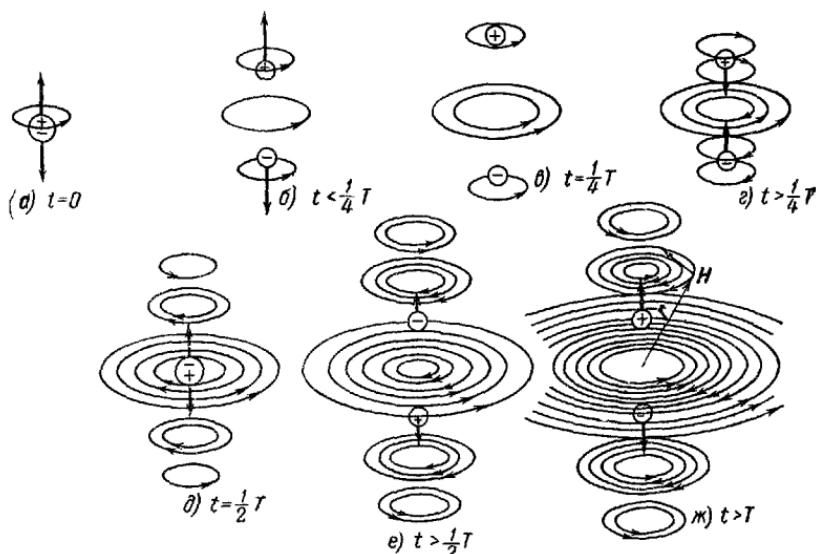


Рис. 3.115.

Если провести из центра колеблющегося диполя произвольный радиус-вектор (луч)  $\mathbf{r}$ , то, как видно из рис. 3.114, ж, во всех точках луча вектор  $\mathbf{E}$  перпендикулярен к лучу и лежит в плоскости, проходящей через луч и ось диполя (плоскости рисунка). От точки к точке луча вектор  $\mathbf{E}$  периодически колеблется, изменяя свое направление на противоположное, но оставаясь в той же плоскости. Но так как линии поля движутся вдоль луча, то  $\mathbf{E}$  будет периодически изменяться не только в пространстве, но и во времени.

«Отшнуровывание» поля излучения происходит не только от связанного с колеблющимися зарядами электрического поля, но и от связанного с ними магнитного поля. На рис. 3.115, а—ж показаны различные стадии движения линий вектора  $\mathbf{H}$ , создаваемых движением зарядов, т. е. переменным током  $i$ . Проводя на рис. 3.115, ж луч  $\mathbf{r}$ , мы видим, что вектор  $\mathbf{H}$  перпендикулярен к плоскости, содержащей луч и вектор  $\mathbf{E}$  рассмотренного выше поля,

и также периодически колеблется в пространстве и во времени. С этим магнитным полем  $\mathbf{H}$  будет связано электрическое поле  $\mathbf{E}'$ , обусловленное движением «отшнуровавшегося» поля  $\mathbf{H}$ .

Как видно, в непосредственной близости от источника возникающее поле носит очень сложный характер. Основными слагающими здесь являются электростатическое поле диполя, которое согласно (2.19) изменяется с расстоянием по закону

$$E_d \sim \frac{qx}{r^2}, \quad (53.1)$$

и магнитное поле тока, которое по закону Био—Савара—Лапласа убывает с расстоянием по закону

$$H_t \sim \frac{i dl}{r^2} \sim \frac{qu}{r^2}, \quad (53.2)$$

где  $u = dx/dt$  — мгновенная скорость движущихся зарядов.

Эти поля взаимно перпендикулярны, и их колебания сдвинуты по фазе на  $\pi/2$ , так же как сдвинуты по фазе колебания заряда и тока в колебательном контуре (см. § 51).

Уже отмечалось, что переменное электрическое поле  $E_d$  создает вихревое магнитное поле, а переменное магнитное поле  $H_t$  создает вихревое электрическое поле. Эти новые индукционные поля колеблются с той же частотой  $v$ , что и породившие их поля  $E_d$  и  $H_t$ , и распространяются от источника со скоростью  $v$ , рассчитанной выше, в § 50.

В результате картина суммарного электромагнитного поля еще более усложняется по сравнению с изображенной на рис. 3.114 и 3.115. Однако общая структура поля и взаимная перпендикулярность векторов  $\mathbf{E}$ ,  $\mathbf{H}$  и  $\mathbf{r}$  остаются теми же. Изменяются лишь постепенно фазовые соотношения между полями и напряженности их с удалением от источника.

Остается также в силе и зависимость напряженности индукционных полей от угла  $\vartheta$  между током по оси диполя и направлением радиус-вектора, даваемая законом Био—Савара—Лапласа:

$$E_{\text{инд}}, H_{\text{инд}} \sim \sin \vartheta. \quad (53.3)$$

Точный расчет электромагнитного поля, излучаемого колеблющимся диполем, довольно сложен. Остановимся лишь на некоторых основных характеристиках этого излучения, основываясь на результатах, полученных в § 50.

В случае гармонических колебаний диполя

$$qx = qx_0 \sin 2\pi vt \quad (53.4)$$

и элемента тока

$$i dl = qu = q \frac{dx}{dt} = 2\pi v q x_0 \cos 2\pi vt \quad (53.5)$$

## индукционные поля

$$E_{\text{инд}}, H_{\text{инд}} \sim -L \frac{di}{dt} \sim -\frac{du}{dt} \sim v^2 \sin 2\pi vt \quad (53.6)$$

колеблются с той же частотой и распространяются в виде синусоидальных волн. Зная скорость распространения волны в окружающей среде

$$v = \frac{c}{\sqrt{\epsilon \mu}}, \quad (53.7)$$

можно найти длину бегущей волны  $\lambda$  из соотношения

$$\lambda = vT = \frac{v}{\nu}, \quad (53.8)$$

справедливого для волн любого типа (см. т. I, § 55).

В соответствии с (50.19) величины  $E_{\text{инд}}$  и  $H_{\text{инд}}$  в каждой точке поля пропорциональны друг другу. Следовательно, при периодических колебаниях  $E_{\text{инд}}$  и  $H_{\text{инд}}$  одновременно достигают максимальных значений и одновременно переходят через нуль, т. е. колеблются в одинаковой фазе.

Распространяясь во все стороны от источника, электромагнитные волны непрерывно уносят с собой энергию. При установившемся процессе излучения через любую сферу поверхностью  $4\pi r^2$ , окружающую источник, за единицу времени проходит одно и то же количество энергии, равное произведению плотности потока энергии (50.22) на площадь поверхности сферы:

$$\frac{c}{4\pi} E_{\text{инд}} H_{\text{инд}} 4\pi r^2 = \text{const.} \quad (53.9)$$

Отсюда и из (50.19) следует, что

$$E_{\text{инд}} \sim H_{\text{инд}} \sim \frac{1}{r}, \quad (53.10)$$

т. е. индукционные поля убывают с расстоянием много медленнее, чем  $E_d$  и  $H_t$ , и при  $r \gg \lambda$ , в так называемой волновой зоне, электромагнитное поле сводится практически к индукционным полям. Собирая результаты (53.3), (53.6) и (53.10), находим, что амплитуды полей в электромагнитной волне

$$E_{\text{инд}}, H_{\text{инд}} \sim \frac{v^2 \sin \theta}{r}. \quad (53.11)$$

Наибольших значений  $E$  и  $H$  достигают в экваториальной плоскости ( $\theta = \pi/2$ ), а вдоль оси диполя ( $\theta = 0$  и  $\theta = \pi$ ) напряженность поля равна нулю.

Вектор Умова — Пойнтинга

$$\mathbf{S} = \frac{c}{4\pi} [\mathbf{E} \times \mathbf{H}] \quad (53.12)$$

в каждой точке волны направлен вдоль ее распространения — по радиус-вектору  $\mathbf{r}$ . Амплитуда потока энергии

$$S \sim \frac{v^4 \sin^2 \theta}{r^2}. \quad (53.13)$$

Зависимость потока излучаемой энергии от угла  $\theta$  изображена на рис. 3.116 в виде так называемой полярной диаграммы направленности. На этой диаграмме длины отрезков, проведенных из центра диполя под различными углами  $\theta$ , прямо пропор-

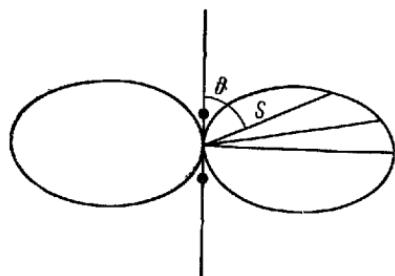


Рис. 3.116.

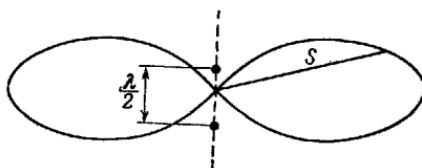


Рис. 3.117.

циональны потоку энергии  $S$ , излучаемому в данном направлении. Приведенная диаграмма направленности для излучения одиночного излучателя показывает, что излучающая антенна на радиостанции должна располагаться вертикально. При этом максимальное излучение энергии будет происходить в горизонтальной плоскости вдоль

поверхности Земли, а вертикально вверх энергия излучаться не будет вовсе.

Если необходимо получить направленное излучение в самой горизонтальной плоскости, то используют явление интерференции волн. На рис. 3.117 приведен простейший пример двух антенн, колеблющихся в одинаковой фазе и расположенных на расстоянии  $\lambda/2$  друг от друга, — полу волнового диполя (вид сверху).

Рис. 3.118. В точки, лежащие на линии, соединяющей антennы, обе волны будут приходить в противоположной фазе и гасить друг друга. В перпендикулярном же направлении обе волны будут приходить в одинаковой фазе и максимально усиливать друг друга. Диаграмма направленности излучения подобной системы в горизонтальной плоскости будет иметь характерный вид «лепестка», как изображено на рис. 3.118.

Применяя более сложные системы излучателей, можно добиться значительно более узкого лепестка диаграммы направленности (рис. 3.118). Для получения практически параллельного пучка в современных радиолокаторах используют свойство электромагнитных волн отражаться от металлических поверхностей и поме-



Рис. 3.118. В точки, лежащие на линии, соединяющей антennы, обе волны будут приходить в противоположной фазе и гасить друг друга. В перпендикулярном же направлении обе волны будут приходить в одинаковой фазе и максимально усиливать друг друга. Диаграмма направленности излучения подобной системы в горизонтальной плоскости будет иметь характерный вид «лепестка», как изображено на рис. 3.118.

Применяя более сложные системы излучателей, можно добиться значительно более узкого лепестка диаграммы направленности (рис. 3.118). Для получения практически параллельного пучка в современных радиолокаторах используют свойство электромагнитных волн отражаться от металлических поверхностей и поме-

щают излучающий диполь в фокусе параболы металлического зеркала. Этот способ применим для радиоизлучения с длиной волны, не превышающей десятка сантиметров, так как размеры отражателей должны быть много больше длины волны, чтобы не сказалось дифракционные явления (см. т. I, § 60).

Даже без такого отражения на больших расстояниях от излучающего диполя участок сферической волны можно считать практически плоским. «Моментальный снимок» структуры такой плоской волны показан на рис. 3.119. Плоскости колебаний векторов  $E$  и  $H$  взаимно перпендикулярны, и сами векторы перпендикулярны к направлению распространения  $v \parallel S$  (электромагнитные волны по-перечны).

Из (53.13) следует, что интенсивность излучения пропорциональна четвертой степени частоты колебаний вибратора. Поэтому при расчете линий переменного тока технической частоты ( $v = 50 \text{ сек}^{-1}$ ) учитывают лишь потери на нагревание проводов (по закону Джоуля—Ленца) и пренебрегают практически ничтожными потерями на излучение. В противоположность этому для высокой частоты ( $v \sim 10^6 \text{ сек}^{-1}$  и выше) основную роль играют потери на излучение. Эти потери настолько велики, что для поддержания незатухающих колебаний вибратора необходимо подводить к нему порции энергии от внешнего источника через каждый период, как это и делается в ламповом генераторе. По этим же причинам передача токов сверхвысокой частоты по открытым проводам без больших потерь невозможна. В этих случаях используют полые металлические волноводы, в которых «заперто» электромагнитное поле. Весьма часто для этих целей употребляют коаксиальные кабели.

Из полученного выше соотношения (53.6) видно, что частота электромагнитного излучения пропорциональна ускорению движущихся зарядов  $du/dt$ . Излучать, следовательно, будет и одиничный заряд, если он движется ускоренно с любым, положительным или отрицательным, ускорением. По сравнению с колеблющимся диполем различие будет состоять лишь в том, что в случае произвольного непериодически меняющегося ускорения заряд будет излучать не монохроматическую волну определенной частоты, а набор волн различных частот.

Примером «тормозного» излучения является сплошной спектр рентгеновых лучей. В изображенной на рис. 3.120 рентгеновской трубке поток электронов, испускаемых накаленным катодом  $K$ ,

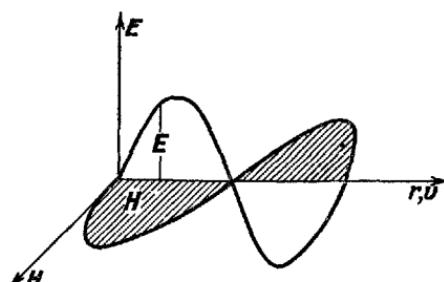


Рис. 3.119.

ускоряется, проходя разность потенциалов  $U$  порядка 20000—70000 в, а затем резко тормозится при ударе о сплошной металлический анод  $A$ . Вследствие огромного отрицательного ускорения при торможении на очень коротком отрезке пути электроны испускают электромагнитные волны с очень большой частотой, порядка  $10^{18}$ — $10^{20}$  сек $^{-1}$ . Чем выше приложенное напряжение  $U$ , тем большую скорость имеют электроны в момент удара, тем резче они тормозятся и тем более высокую частоту (и соответственно более короткую длину волны) имеют испускаемые ими рентгеновы лучи.

Примером «ускоренного» излучения является испускание видимого света свободными электронами при ускорении их в макроскопическом поле. Такое излучение возникает в бетатронах (см. § 41), когда электроны приобретают достаточно большую скорость (весьма близкую к  $c$ ). Излучение в бетатроне обусловлено центростремительным ускорением, связанным с круговым движением электронного пучка. Предсказание и расчет этого своеобразного явления «светящегося» электрона принадлежат Д. Д. Иваненко и И. Я. Померанцуку.

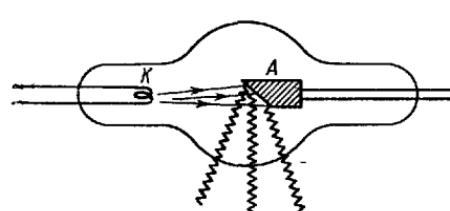


Рис. 3.120

Свечение свободных электронов в бетатроне легко наблюдать, если часть тора, в котором происходит ускорение, сделать из прозрачного материала. При достижении электронами достаточной скорости (т. е. достаточного центростремительного ускорения) появляется красноватое свечение. Дальнейшее увеличение скорости вызывает изменение цвета излучения к голубоватому.

При движении электронов в полях меньшей напряженности, чем в бетатронах, видимое излучение уже не наблюдается — чаще всего оно лежит в радиодиапазоне. Так, по всей вероятности, возникают некоторые радиоизлучения в Галактике, воспринимаемые радиотелескопами.

Электрон, движущийся равномерно с постоянной скоростью  $v_{el} = \text{const}$ , не излучает, а лишь переносит с собой электрическое и магнитное поля. Вследствие того, что изменения этого поля, вызванные перемещением электрона, не охватывают мгновению всего пространства, а распространяются с конечной скоростью, поле в данной точке будет определяться не расстоянием  $r$  до положения электрона в данный момент времени, а расстоянием до электрона в предыдущий момент времени:

$$t' = t - \frac{r}{v_r}, \quad (53.14)$$

где  $v_r$  — проекция скорости распространения электромагнитного поля  $v = c/\sqrt{\epsilon\mu}$  на направление радиус-вектора  $\mathbf{r}$ . Пока

$$v_{\text{сл}} \ll \frac{c}{\sqrt{\epsilon\mu}}, \quad (53.15)$$

указанной незначительной поправкой можно пренебречь.

В вакууме всегда

$$v_{\text{сл}} < c. \quad (53.16)$$

При движении же быстрого электрона в какой-либо диэлектрической среде (например, воде) может иметь место случай, когда

$$c > v_{\text{сл}} > \frac{c}{\sqrt{\epsilon\mu}}, \quad (53.17)$$

т. е. когда движение электрона происходит со скоростью, превышающей скорость распространения электромагнитного поля в

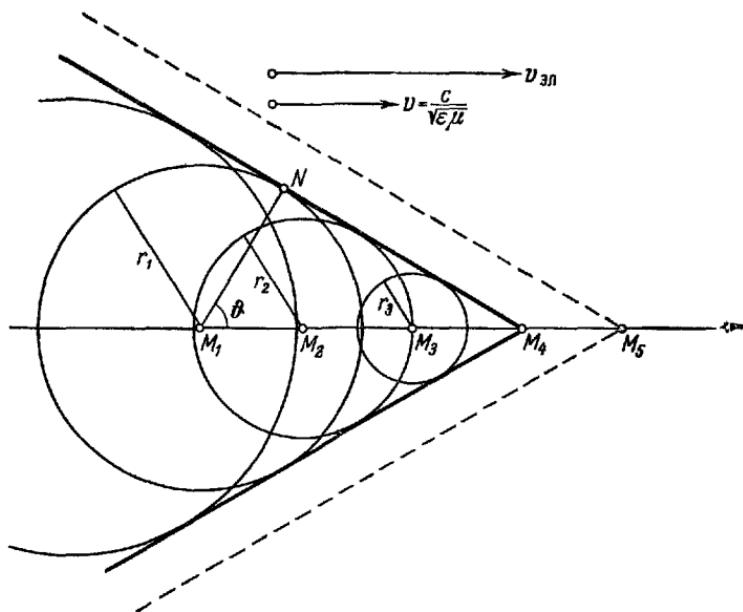


Рис. 3.121.

данной среде (но, конечно, меньшей  $c$ ). В этом случае, изображенном на рис. 3.121, равномерно движущийся электрон будет опережать свое собственное поле.

На чертеже отмечены ряд последовательных положений движущегося электрона  $M_1, M_2, M_3, M_4$  в моменты времени  $t_1 < t_2 < t_3 < t_4$ .

Чтобы изобразить область пространства, заполненную полем электрона в момент  $t_4$ , поступим следующим образом. Из точки  $M_1$  проведем сферу радиусом

$$r_1 = v(t_4 - t_1). \quad (53.18)$$

На поверхности этой сферы лежат те точки, до которых к моменту  $t_4$  дошло поле, созданное электроном, находившимся в момент времени  $t_1$  в точке  $M_1$ . Аналогичные сферы радиусов  $r_2 = v(t_4 - t_2)$ ,  $r_3 = v(t_4 - t_3)$  и  $r_4 = v(t_4 - t_4) = 0$  проведем из точек  $M_2$ ,  $M_3$  и  $M_4$ . Огибающая все эти сферы поверхность конуса будет показывать положение фронта электромагнитного излучения электрона в момент  $t_4$ . Пунктиром на том же рисунке показано положение фронта электромагнитного излучения в последующий момент  $t_5 > t_4$ , когда электрон дошел до точки  $M_5$ .

Таким образом, оказывается, что равномерно движущийся электрон может излучать электромагнитные волны, когда его скорость превышает скорость распространения этих волн в данной среде. Это чрезвычайно интересное явление было обнаружено в 1934 г. П. А. Черенковым в работе, выполненной под руководством С. И. Вавилова.

Теория этого явления, получившего название чертенковского излучения, была разработана И. Е. Таммом, и И. М. Франком. Не касаясь всех деталей теории, определим из рис. 3.121 угол  $\vartheta$  между направлением этого излучения (лучом  $M_1N$ ) и траекторией электрона:

$$\cos \vartheta = \frac{M_1N}{M_1M_4} = \frac{v(t_4 - t_1)}{v_{\text{сл}}(t_4 - t_1)} = \frac{v}{v_{\text{сл}}} = \frac{c}{v_{\text{сл}}n}, \quad (53.19)$$

где

$$n = \sqrt{\epsilon\mu} > 1 \quad (53.20)$$

— так называемая оптическая плотность, или показатель преломления данной среды.

Черенковское излучение возникает при прохождении через среду лишь очень быстрых частиц, скорость которых  $v > \frac{c}{n}$ ; оно широко применяется в современной ядерной физике для регистрации прохождения энергичных частиц через вещество. В «чертенковском» счетчике слабая световая вспышка попадает на фотумножитель (см. рис. 2.50) и регистрируется специальными электронными схемами.

Применяя среды с различной оптической плотностью  $n$ , можно с помощью таких счетчиков отбирать частицы с определенными энергиями и подсчитывать их число.