Оттого лишь рассеяние возникает сила, действующая на рассеивающую частицу. Падающая волна теряет в среднем в единицу времени энергию $c\overline{W}\sigma$, где $\overline{W}$ – средняя плотность энергии (объём $c\cdot\Delta t$, $\Delta t = 1$, σ – вероятность рассеяния (сечение)). При этом волна теряет импульс $c\overline{W}\sigma/c = \overline{W}\sigma$. Весь теряемый импульс (при $v/c \ll 1$) поглощается зарядом, и средняя сила, действующая на частицу $\overline{F}\Delta t = \ldots$

эта сила $\sim E^2$, тогда как „мгновенная сила" $eE \sim E^1$ т.е. много больше силы торможения. Эту же силу можно получить непосредственным усреднением по времени силы торможения (л. ...

$$F_{тр} = \frac{2e^3}{3mc^3}\dot{\vec E} + \frac{2e^4}{3m^2c^4}\vec E\times\vec H$$

но $\vec E\times\vec H = E^2\vec n_0$ где $n_0 \perp E \perp H$ – направление падающей волны

$$\overline{F_{тр}} = 0 \text{ т.к. } \frac{d}{dt}\overline{\vec v} \quad \frac{2}{3}\left(\frac{e^2}{mc^2}\right)^2 E^2\vec n_0 = \underbrace{\frac{8\pi}{3}\left(\frac{e^2}{mc^2}\right)^2}_{\sigma}\underbrace{\frac{E^2}{4\pi}}_{W}\vec n_0 = \sigma_0\overline{W}\vec n$$

16. Откуда берётся не электромагнитная масса?

Известны n – нейтрон, одинаково сильных взаимодействиях и спине
p – протон отличающиеся по массе $M_p - M_N = -1,3$ МэВ, тогда как $m_{эл} = 0,511$ МэВ. Почему $\Delta M < 0$? казалось бы, ядерная и электромагнитная масса д.б. аддитивными.

В случае с π-мезонами $\pi_0, \pi_\pm = \pm 1$ $\Delta M = M_{\pi_\pm} - M_{\pi_0} = 4,6$ МэВ > 0
OK.

В то же время μ-мезон по электр. свойствам полностью тождественен e но $M = 206,77\, m_e$. Вся остальная масса – не электромагнитная. Откуда взялась! Возможно, что эта масса связана с энергией нейтринного и гравитационного полей. Эти энергии на обычных расстояниях малы, но при $r_0 \to 0$ $E_{грав} \sim r^{-1} \to \infty$. Известно, что при $E \gtrsim 10^{19}$ ГэВ все взаимодействия одного порядка. М.б. на соотв. расстояниях и возникает гравитационная масса? Это ...

Почему большие массы у барионов – сильно взаим. частиц? (π, K-мезоны, Σ, Ω-гипероны и т.д.) $M \sim 10^2 \div 10^3$ МэВ. Напр., π-мезон – переносчик сильного взаимод.! (p и n обмениваются π: $n \rightleftarrows p + \pi^-$) рассм. как квант мезонного поля. Если φ-потенциал π-поля, то $\Box^2\varphi = 0 \Rightarrow \varphi(r) \sim r^{-1}$ дальнодействие. Экспер. говорит о короткодействии. Не нарушая релят. инвар., добавим скаляр: $\Box^2\varphi - \mu^2\varphi = \ldots$
В стационарном случае $\Box\varphi = \nabla^2\varphi$. В сферич. симметрии $\nabla^2\varphi = \frac{1}{r}\frac{\partial^2}{\partial r^2}(r\varphi)$ или

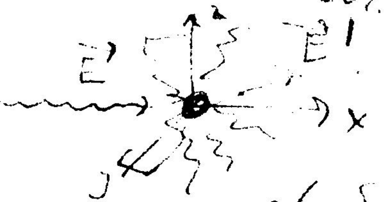
$$\frac{1}{r}\frac{\partial^2}{\partial r^2}(r\varphi) - \mu^2\varphi = 0 \quad \frac{\partial^2}{\partial r^2}(r\varphi) - \mu^2(r\varphi) = 0 \to r\varphi = Ke^{\pm\mu r} \quad \varphi = Ke^{-\mu r}/r$$ – Юкава

Из экспер. $\mu^{-1} \sim 10^{-13}$ см. Если искать решение волнового ур-ния $\Box\varphi - \mu^2\varphi = \ldots$

(смотр 8)

...кция 15 Рассеяние электромагнитных волн

...ли на систему зарядов падает волна, то заряды приходят в движение и излучают вторичные волны — это называется рассеянием волны. **Когерентное и некогерентное рассеяние.**



Рассмотрим рассеяние плоской поляризованной волны

$$\vec E = \vec E_0 \cos(\vec k\vec r - \omega t + \alpha)$$

свободным электроном. Предполагаем, что поле не очень сильное, так что электрон приобретает скорость $v \ll c$, тогда членом $\frac{e}{c}\vec v\cdot H$ в силе Лоренца пренебрегаем. Поскольку сила $e\vec E$, действующая на электрон, гармонична, он будет совершать вынужденные колебания частоты ω, при малых полях смещения из положения равновесия не будет. Пусть заряд в центре координат, т.к. амплитуда невелика, то при всех положениях заряда все время действует сила с $r=0$, т.е. $\vec E' = \vec E_0 \cos(\omega t - \alpha)$

Уравнение движения $m\ddot{\vec r} = e\vec E$,

дипольный момент $\vec d = e\vec r$, т.е. $\ddot{\vec d} = \frac{e^2}{m}\vec E$

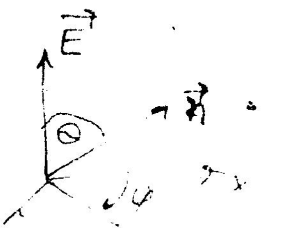
Скорости малы, то излучённая волна явл. следствием дипольного излучения. $\vec E' = \frac{1}{c^2 R_0}(\ddot{\vec d}\times\vec n)\times\vec n$. Т.к. скорости эл-на малы и мы пренебрегаем реакцией $H = \frac{1}{c^2 R_0}\ddot d\times n$ излучения, то частота излучённой волны равна частоте падающей — **когерентное рассеяние**

Интенсивность излучения

$$dI = \frac{1}{4\pi c^3}(\ddot{\vec d}\times\vec n)^2 d\Omega = \frac{e^4}{4\pi m^2 c^3}(\vec E\times\vec n)^2 d\Omega$$

Рассеяние удобно характеризовать отношением излучённой энергии в данном направлении в единицу времени к плотности потока падающей волны. Это отношение наз. эффективным сечением

...ием сечения $d\sigma = \frac{\overline{dI}}{S}$, где $\overline{dI}$ усреднение по времени.
Т.к. $S = \frac{c}{4\pi}\overline{E^2}$, то



$$d\sigma = \frac{\frac{e^4}{4\pi m^2 c^3}\,\overline{E^2}\sin^2\theta\, d\Omega}{\frac{c}{4\pi}\overline{E^2}} = \left(\frac{e^2}{mc^2}\right)^2 \sin^2\theta\, d\Omega$$

Полное сечение рассеяния $\sigma = \int d\sigma\, d\Omega$ $\quad d\Omega = d\varphi \sin\theta\, d\theta$

$$\sigma = \left(\frac{e^2}{mc^2}\right)^2 \int_0^{2\pi} d\varphi \underbrace{\int_0^{\pi}\sin^3\theta\, d\theta}_{4/3 \quad Л.12} = \frac{8\pi}{3}\left(\frac{e^2}{mc^2}\right)^2$$ – ф-ла Томсона (1

Заметим что e^2/mc^2 имеет размерность длины. Если вся м... электрона – электростатическая и он есть шарик радиуса r_0, то $E = \frac{e^2}{r_0} = mc^2$ или $r_0 = \frac{e^2}{mc^2}$

Здесь под свободными имеются не взаимодействующие с другими эл-ми посредством ..., напр. ... Иначе ... и вообще своб. эл-н не может излучать ...

т.о. $\sigma = \frac{8\pi}{3} r_0^2$

т.о. σ есть площадь, r_0 которую „видит“ падающие лучи.

⊗ стр.82

Рассеяние связанным электроном

Рассмотрим электрон, совершающий гармонические колебания во внешнем электр. поле. Из-за $v \ll c$ магнитным от... пренебрегаем. Уравнение ~~движ.~~ Ньютона с полем $\vec E = E_0 e^{-i\omega t}$

$$\ddot x + \omega_0^2 x = \frac{e}{m} E_0 e^{-i\omega t}$$

~~где $\gamma\dot x$ учитывает радиационное затухание~~. Без поля мы решали это уравнение в Л14. Решением этого уравнения есть

$x(t) = \int x_{\omega'} e^{-i\omega' t} d\omega'$ $\quad \ddot x = -\int \omega'^2 x_{\omega'} e^{-i\omega' t} d\omega'$

$e^{-i\omega t} = \int e^{-i\omega' t}\delta(\omega'-\omega)\, d\omega'$

найдём $x_{\omega'}$ затем $x(t)$

$$\vec X = \frac{e}{m}\vec E_0 e^{-i\omega t}\frac{1}{\omega_0^2 - \omega^2} \quad (2$$

Тогда $\ddot{\vec X} = \frac{e}{m}\left(\frac{-\omega^2}{\omega_0^2 - \omega^2}\right)\cdot\vec E$, а $\ddot{\vec d} = e\ddot{\vec X}$

Поэтому интенсивность рассеянного света

$$dI = \frac{1}{4\pi c^3}\left(\frac{e^2}{m}\right)^2 \frac{\omega^4}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2}\cdot\overline{(\vec E \times \vec n)^2}\, d\Omega$$

и эффективное сечение рассеяния

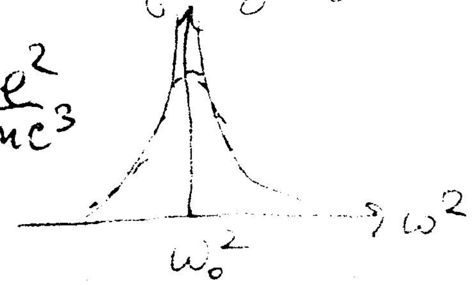
$$d\sigma = \frac{e^4}{4\pi m^2 c^3}\,\frac{E^2\sin^2\theta}{\frac{c}{4\pi}E^2}\,\frac{\omega^4}{(\omega_0^2-\omega^2)^2}\,d\Omega = r_0^2\,\frac{\omega^4\sin^2\theta}{(\omega_0^2-\omega^2)^2}\,d\Omega$$

Отсюда полное сечение рассеяния | зависит от частоты в отлич. от свободного эл-на

(3) $$\sigma = \sigma_0\frac{\omega^4}{(\omega_0^2-\omega^2)^2}$$, где $\sigma_0 = \frac{8\pi}{3}r_0^2$ — томсоновское сечение

В резонансном случае $\omega=\omega_0$ $\sigma\to\infty$ (очень сильное рассеяние). Если бы мы учли радиационное затухание то

$$\sigma = \sigma_0\frac{\omega^4}{(\omega_0^2-\omega^2)^2+(\gamma\omega)^2} \qquad \gamma = \frac{2}{3}\omega_0^2\frac{e^2}{mc^3}$$



тогда в резонансе конечный максимум

$$\sigma_{max} = \sigma_0\left(\frac{\omega_0}{\gamma}\right)^2 \gg \sigma_0$$

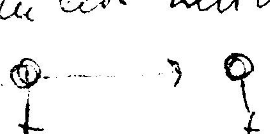
При малых частотах $\sigma = \sigma_0\left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^4$ (4)

эта зависимость впервые была получена Релеем и объясняет голубой цвет неба — у голубого света большая частота чем у остальных компонент, поэтому он сильнее рассеивается

Скорость распространения волн (Мандельштам, 29

Если у нас есть монохроматическая волна, являющаяся решением волнового уравнения, то она имеет вид

$$f_1(\vec r + vt) + f_2(\vec r - vt)$$, где v определяет скорость перемещения волны. Но что такое скорость перемещения волны — ведь волна существ. во всём простран. Если есть частица и мы можем измерить её координату

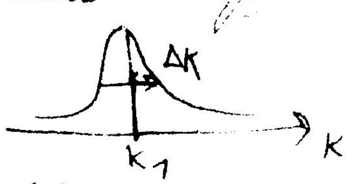


то знаем и скорость через движение массивного тела

Существенно при этом имеется возможность отождестви(ть) тело в моменты t и $t+\Delta t$ и измерить его координату, не (з)ная движения. Для волн дело сложнее. В волновом движе(нии) мы имеем перенос состояния (поля). Здесь нельзя сказать что E' в точке B есть поле E, перенесённое из т. A за Δt, т.е. нет отождес(т)вления в силу непрерывности поля, поэтому в общем слу(ч)ае скорость волны ввести невозможно. Однако для (моно)хроматических волн ситуация проще. Поскольку они имеют вид $f \sim e^{i(kx-\omega t)}$, то они являются функцией только от $x-\frac{\omega}{k}t \equiv x-vt=\psi$ - фаза, отсюда ~~$\psi=$~~ $x-vt$, т.е. $v=\frac{\psi-x}{t}$

v есть скорость изменения фазы и наз. фазовой скоростью. Однако любая реальная волна обладает не(моно)хроматичностью по ω $(\Delta\omega)$ и по k (Δk) или $\Delta\lambda$. Т.е. есть (и) состоит из набора (в лучшем случае ~~набор~~ с узким интер(ва)лом) монохроматических волн. Т.к. у каждой компо(нен)ты свои ω и k, т.е. одна (фаза) волна обгоняет другую. Мы можем рассматривать такой процесс как одну волну у кото(рой) ω зависит от k, это явление (зависимость частоты от волн) называется дисперсией. Пусть наш набор волн описывается интегралом Фурье

$$f=\int a(k)e^{i(kx-\omega t)}dk$$



Если дисперсия не сильно велика, то $a(k)$ отлична от нул. вблизи ω_1 и k_1 и

$$f=A(x,t)\,e^{i(k_1x-\omega_1 t)},$$ где

$$A(x,t)=\int a(k)\,e^{i[(k-k_1)x-(\omega-\omega_1)t]}dk$$

Δk и $\Delta\omega$ малы, поэтому $A(x,t)$ - медленно меняющаяся ф-ция по сравнению с $\exp(i(k_1x-\omega_1t))$ т.е. это набор можно представить как одну волну с частотой ω_1 амплитудой A. Скорость распространения этой амплитуды в месте условии, что для наблюдателя движущегося с этой скор(остью) амплитуда постоянна

$$\frac{dA}{dt}=0=\frac{\partial A}{\partial t}+\frac{\partial A}{\partial x}\frac{dx}{dt} \quad \text{или} \quad \left.\frac{dx}{dt}\right|_{A=const.}=-\frac{\frac{\partial A}{\partial t}}{\frac{\partial A}{\partial x}}=\frac{\Delta\omega}{\Delta k}\to\frac{d\omega}{dk}$$

при Δk

Эта скорость называется групповой $v_{гр.}=\frac{d\omega}{dk}$.

Для электромагнитных волн в вакууме $\omega = ck$, поэтому $v = v_{гр} = c$, однако в средах это не так.

Т.к. любую информацию (сигнал) мы можем передать только модулировав волну, то есть создав немонохроматичность, то скорость распространения сигнала связана не с фазовой, а с групповой скоростью и меньше c. В электромагнитных средах мы увидим даже, что в случае ~~обрат~~ аномальной дисперсии $v_{гр.} > v$ ~~и даже больше c~~, однако и там скорость распространения сигнала всегда не больше c

L.16 Электромагнитная масса

Т.к. разные участки электрона отталкивают друг друга, то необх. предположить наличие неэлектромагнитных сил для устойчивости, тем самым добавочной энергии.

Если бы $\mathcal{E} = \frac{e^2}{r_0} = m_{эл} c^2$, то $m_{эл} = \frac{e}{c^2 r_0}$ — электромагнитная масса

1) При $r_0 \to 0$ $\mathcal{E} \to \infty$ и $m_{эл} \to \infty$. Это первая трудность. Избежать:
2) не вся масса электромагнитного происхождения, возникает вопрос о структуре.

3) Т.к. структура электрона не обсуждается, то на расстоянии $< r_0$ электрод. не применима. Однако на самом деле она становится неверной на ещё больших расстояниях из-за квантовых эффектов.
4) Бесконечное при $r \to 0$ самодействие, т.е. взаимодействие друг с [illegible] 5) Реакция излучения не мала по сравнению с полем сами[illegible]

Часть этих трудностей устранена различными модификациями теории Максвелла (см. Фейнман, т. 6 гл. 28), например теория Уилера и Фейнмана о том, что взаимодействие идёт наполовину через запаздывающие, наполовину через опережающие потенциалы. Однако ни одна из модификаций не позволила построить удовлетворительную квантовую теорию, в которой масса или заряд конечны. Вопрос же о структуре электрона привёл к целой отрасли — физике элементарных частиц. Гипотеза кварков с зарядами $2/3 e$. Их 6 штук.