Вариант А

- 1А В оптическом ($\lambda=6280\,\mathrm{\AA}$) резонаторе Фабри-Перо длиной $L=10\,\mathrm{cm}$ одно из зеркал массой $m=0,1\,\mathrm{r}$. укреплено на пружине. В результате тепловых колебаний зеркала ($T=300\,\mathrm{K}$) происходит модуляция частоты оптического резонатора. Частота возбуждения резонатора смещена относительно резонансной так, что колебания зеркала приводят к максимальной амплитудной модуляции высокочастотных колебаний. Какова при этом глубина амплитудной модуляции? Частота колебаний зеркала равна $f_0=10\,\mathrm{F}$ ц, добротность оптического резонатора $Q=10^8$.
- 2А. Теппоизопированный непроводящий парамагнетик помещен в постоянное магнитное попе $H_0=10^4$ Гс. Перпендикупярно этому попю прикладывается мощный импульс переменного магнитного попя, опрокидывающий вектор намагниченности образца на 180° за время, много меньшее времени спин-решеточной репаксации (т.н. π -импульс). Найти температуру парамагнетика после восстановления равновесной намагниченности. Начальная температура образца $T_0=4,2$ К, теппоемкость единицы объема $C_V=250T^3$ [эрг (К-см 3 -], где температура T выражена в кельвинах. Магнитная восприимчивость парамагнетика в системе СГСЭ $\chi=4\cdot10^{-5}$.
- 3А Оценить, какая минимальная плотность мощности накачки необходима для поддержания инверсной заселенности пазера в рентгеновской области ($\lambda_1=0,5$ нм), если известно, что в видимом диапазоне ($\lambda_0=500$ нм) она составляет $W_0=10^3~{\rm BT/cm}^3$. Считать, что в обоих случаях системы уровней, на которых работают пазеры, подобны и у них одинаковые спины и четности.
- 4А Неполяризованный пучок ультрахоподных нейтронов (УХН) падает по нормали в поверхности тонкой однородно намагниченной жепезной пластинки, вектор остаточной намагниченности которой \vec{M} пежит в плоскости пластины и по величине равен $M=850\,\mathrm{Fc}$. В каком диапазоне длин воли нейтронов такая пластина будет работать нам поляризатор, пропуская нейтроны только одной поляризации? Длина когерентного рассеяния нейтронов ядрами железа равна $a=9,9\,\mathrm{ф}$ м, плотность железа $\rho=7,87\,\mathrm{r/cm}^3$. Краевыми эффектами пренебречь.
- 5A 22 сентября 2011 г. появилось сенсационное сообщение, что мюонные нейтрино с эмергией вплоть до $E_0=50\,$ ГэВ, испущенные из ЦЕРНа (Женева), достигли расположенного на расстоянии 730 км нейтринного детектора в подземной паборатории в Гран-Сассо вблизи Рима, со скоростью, превышающей скорость света в вакууме ($\delta=(v_\nu/c)^2-1\simeq 5\cdot 10^{-5}$). По опубликованным данным энергии нейтрино, регистрируемых детектором, не изменились. Как указали вскоре Коэн и Глэшоу, сверхсветовое нейтрино должно терять энергию, излучая электрон-позитронную пару (аналог эффекта Черенкова), при этом потери энергии нейтрино на единицу длины пути $dE/dx=-AE^6\delta^3$ (где A=6,46 (ГэВ $^5\cdot$ м) $^{-1}$). Найти предельную энергию нейтрино, достигающих детектора.

вариант в

- 15. Шарик массы m=1 г подвешен на пружинке длиной $I_0=10$ см. мастота жолебаный этого осциплатора $f_0=1$ к $I_{\rm LL}$. Какова должна быть длина пружинки, мтобы мастота осциплатора стала равной f=10 к $I_{\rm LL}$? При какой температуре у такото осциплятора будет вообуждаться предмущественно первое квантовое состояные?
- 26. Намагииченный до насыщения во внешнем поле непроводящий парамагнетик на-ходится при температуре $T_s=10\,\mathrm{K}$. Найти знак и максимально возможную величину изменения температуры парамагиетика при адиабатическом выключении подмагничивающего воли. Телвоемкость решетки подчиняется закону Дебаз $C_V=234N_ik_g(T/\Theta)^3$, где $\Theta=108\,\mathrm{K}$. N_i число атомов решетки. Доля парамагнитных ионов от числа атомов решетки составляет $\beta=N_p/N_i=0,03$, полный момент иона j=5/2. Парамагнитные ионы считать невзаимодействующими.
- 35. В экспериментах Парсеппа, приведших к открытию ЯМР в 1945 г., исследованось поглощение радиоволи ($\lambda=10\,\mathrm{M}$) образцом парафина, помещенным в постоянное магнитное попе. В качестве источника поля использовался электромагнит, сделанный свомии руками из деталей, собранных на свалке трамвайного дело г.Бостона. Электромагнит был плохо откалиброван, обнаружить сигнал от протонов не удавалось, и его заметили случайно, когда выключили питание электромагнита (примерно через $t_0=10\,\mathrm{c}$). По результатам опытов было найдено, что величина магнитного момента протона $\mu=2,75\mu_m$. Считая, что сопротивление катушки электромагнита $R=0,01\,\mathrm{OM}$, а ее мируитимность $L=1\,\mathrm{FM}$, оценить, какое поле создавал электромагнит.
- 46. При отражении от ферромагнетика граничная энергия нейтронов зависит от их попаризации. Это дает возможность при мапых углах скольжения получать при отражения почти молностью попаризованные нейтроны. Найти максимальный угол скольжения, при мотором тепловые нейтроны ($E_{\rm ico} = 0,025$ эВ), отраженные от намагниченного в плосности мобальтового зеркала (остаточная индукция B = 18 кГс), будут практически пописстью попаризованы. Граничная энергия нейтронов при расселнии на ядрах кобальта равна $E_{\rm ico} = 0,585 \cdot 10^{-7}$ эВ.
- 5.5. 22 сентября 2011 г. появилось сенсационное сообщение, что мюонные нейтрино с энергией E=17,5 гв. испущенные из ЦЕРНа (Женева), достигли расположенного на расстоянии 730 ям нейтринного детектора в подземной паборатории в Гран-Сассо аблизи Рима со скоростью, превышающей скорость света в вакууме ($\delta=(v/c)^2-1\simeq5\cdot10^{-6}$). Как указали вскоре Коэн и Глэшоу, этот результат вызывает сомнение, так как сверхсветовое нейтрино должног терать энергию, излучая в основном электрои-позитронные пары (аналог эффекта Черенкова). Для сверхсветовых нейтрино элакон дисперсии элинсывается в виде $E^2=p^2c^2-(mc^2)^2$. Исходя из приведеных данных, найти массу сверхсветового нейтрино $m_{\rm c}$ и оценить угол, на который оно отклонится, потеряв на излучение одной пары $\Delta E/E=0,01$ долю первоначальной энергии. Массах эневтрон-позитронной пары премебречь.

Daphani D

- 18. Современная технопогия позволяет изготавливать микроминиатюрные механические осципляторы, собственные частоты которых пежат в гигагерцовом диапазоне. Это открывает возможность наблюдать квантовый характер копебаний (дискретность низкопежащих возбуждений). Какова должна быть чувствительность измерительного прибора, чтобы при температуре $T=70\,\mathrm{mK}$ обнаружить тепловые колебания одномерного осциплятора массой $0.1\,\mathrm{mkr}$ и частотой $f_0=1\,\mathrm{\Gamma}\mathrm{L}$?
- 2В. К непроводящему парамагнетику, находящемуся в термостате с температурой T=4,2 К. припожено магнитное попе $H=6,25\cdot 10^4$ Гс. Найти копичество теппа, поглощаемого парамагнетиком при выключении поля. Спин каждого парамагнитного иона $S=1/2,\ g$ -фактор g=2, число ионов $N=10^{23}$. Парамагнитные ионы считать невзаимодействующими.

Указание. Воспользоваться формулой Стирлинга $\ln N! \simeq N \ln N$.

- 3В. Мапенькая стрепка компаса с остаточным магнитным полем $B_0=1\,\mathrm{Tn}$ представляет собой тонкий длинный ципиндр длиной $l=1\,\mathrm{mm}$. Компас помещается в вертикальное однородное магнитное поле \vec{B} , перпендикулярное вектору магнитного момента \vec{P}_m . Оценить, в каких полях B можно наблюдать регулярную прецессию стрепки. Считать, что регулярная прецессия наблюдается, если момент импульса, связанный с прецессией L_{\dots} значительно меньше величины механического момента импульса стрепки L, обусловленного намагниченностью, т.е. $L_{\Omega} \ll L$ (гироскопическое приближение). При каких размерах магнитной стрепки можно наблюдать ее прецессию в поле $B_3=0,1\,\mathrm{Fc}$ (порядка поля Земпи)? Плотность материала магнита $\rho=8\,\mathrm{F/cm}^3$. Считать магнетизм стрепки чисто спиновым.
- 4В. Для когерентного раздепения нейтронного пучка ($\lambda=2,7\,\text{Å}$) используется ампитудная отражающая дифракционная решетка, представляющая собой спои ⁵⁸ Ni, нанесенные на стеклянную пластинку, период структуры $d=0,021\,\text{mm}$. Какое максимальное угловое расстояние между максимумами 0-го и (+1)-го порядков может быть достигнуто? При каком периоде структуры максимум (+1)-го порядка существует? Длина когерентного рассеяния нейтронов ядрами никеля $a=14,4\,\text{фm}$, плотность никеля $\rho=8,8\,\text{г/сm}^3$.
- 5В. 22 сентября 2011 г. появипось сенсационное сообщение, что мюонные нейтрино с энергией вппоть до 50 ГэВ, испущенные из ЦЕРНа (Женева), достигли расположенного на расстоянии $L=730\,\mathrm{km}$ нейтринного детектора в подземной паборатории в Гран-Сассо вблизи Рима, со скоростью, превышающей скорость света $(v/c=1+2,5\cdot10^{-5})$. Как указал вскоре Кун, этот результат может быть связан с вращением Земли, что не учитывалось при обработке результатов. Оценить связанную с этим величину поправки к скорости нейтрино, рассматривая его движение в инерциальной системе координат. Считать, что направление ЦЕРН-Гран-Сассо составляет угол $\theta=45^\circ$ с плоскостью меридиана, проходящего через ЦЕРН, географическая широта ЦЕРНа $\varphi=45^\circ$.

Указание. Считать, что для нахождения скорости вылетающих из ускорителя в ЦЕРНе нейтрино можно пользоваться релятивистским законом сложения скоростей.

вариант а

1A. (Овческия). Парциольные виаления паров $P(t_0)=\varphi_0P_a(t_0), P(t)=\varphi P_a(t),$ с другой стороны

$$P(t_0)V = \frac{m_0}{\mu}RT_0, \qquad P(t)V = \frac{m}{\mu}RT.$$

Из этих систем получаем $\frac{\varphi}{\varphi_0}=\frac{mT}{m_0T_0}\cdot\frac{P_a(t_0)}{P_a(t)}$. Сосласно уразвичию Кланейрова—Клаузиуса

$$P_a(t) = P_a(t_0) \exp \left[\frac{\lambda \mu}{R} \left(\frac{1}{T_0} - \frac{1}{T} \right) \right]$$

откуда

$$\varphi = \varphi_0 \frac{mT}{m_0 T_0} \exp \left[\frac{\lambda \mu}{R} \left(\frac{1}{T_0} - \frac{1}{T} \right) \right] \simeq 0.66 (66\%).$$

2А. (Кановия) Для электроны пятных полобаний

$$k^2 = \frac{\omega^2}{2} = \left(\frac{2\pi f}{c}\right)^2 = k_g^2 + k_g^2 + k_e^2$$

Тантенциальная составляющая эмектрического поля на повероности неталла должна обращиться а ноль. Это приходят в резонаторе развервых а x > x а каантенально компомент волжного числа $k_x = m \tau / a$, $k_y = p \tau / b$, $k_z = n \tau / L$.

Их условия задачи следует, что u=2, чак как адоль I укладывается одна дання волим. Подставляя часля, получаем, что

$$\left(\frac{2\pi f}{\varepsilon}\right)^2 = \left(\frac{6.28}{3}\right)^2 = 4.41 = 1.87m^2 + \left(\frac{\pi}{t}\right)^3 \cdot 2^3 + 9.67 \cdot p^3$$

Oroma dauger, em es = 1, μ = 0, a.l = 4 cm.

Простроитвенный компоненты голь удоклетнорятиция этим услевиям, ямент выд-

$$E_{\sigma} = 0$$
, $E_{\eta} = E_0 \sin(k_{\phi} x) \sin(k_{\phi} z)$, $E_{\eta} = 0$,

WHAT En - En

Усредобных по премож моргия контронагиятили поля в реконторе равии

$$W = \frac{1}{2} \left\{ \left[\frac{\epsilon_0 E^2}{2} + \frac{\epsilon_0 H^2}{2} \right] dV = \frac{1}{2} \cdot 2 \right\} \frac{\epsilon_0 E^2}{2} dV = \frac{\epsilon_0 E_{00}^2}{2} \cdot abl \cdot \frac{1}{2} \cdot \frac{1}{2} \approx 9 \cdot 10^{-3} \ Backetes$$

 $3 \pm 1/2 \cdot 1/2$ — результал интеграрования по этординатам x и x. В стационороги режими интеревруа, добратиость в резонаторе разли интеревруа, добратиость

$$Q=2\pi\frac{W}{PT}=2\pi\frac{Wf}{P}\approx 200.$$

3A. (Respons)
Order sperimentation contains $\varphi = \omega t - \delta t = \omega t - \frac{\omega t}{2}$. Herefore a success $\varphi = \omega - \frac{\omega t}{2}$. Our case $\omega = -\frac{\omega t}{2}$. The same upon accounts $\omega \varphi = \omega - \frac{\omega t}{2}$. The case upon accounts $\omega \varphi = \frac{\omega t}{2} = \frac{\omega t}{2}$. The case upon accounts $\omega = \frac{\omega t}{2} = -\frac{\omega t}{2}$.

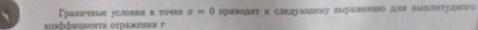
4A. (С. Гудинко, Развілий). В области x < 0 решение уравнения Шредингера выгот вкл

$$q = Ae^{ikx} + Be^{-ikx}$$
, $r_{20} = \frac{k^2}{k^2} = \frac{2mE}{k^2}$.

В области x > 0 решение ураживом Шредингера имет илд

$$\psi = Ce^{-m}$$
, $r_{SS} = n^2 = \frac{2m(U_0 - E)}{\hbar^2}$.

He years we $C_0 = 4E$ many more $\varkappa = k\sqrt{2}$.



$$r = \frac{B}{A} = \frac{k - i\kappa}{k + i\kappa} = \frac{1 - i\sqrt{3}}{1 + i\sqrt{3}} = -\frac{1 + i\sqrt{3}}{2} = e^{-2i\varphi},$$
 the $\varphi = \pi/3$.

Таким образом, |A| = |B| и $B = Ae^{-2i\varphi}$, $\varphi = \pi/3$.

Плотность вероитности $\rho(x) = |\psi(x)|^2$ при x < 0 разна

$$|Ae^{ikx}+Be^{-ikx}|^2=\left|A\left(e^{ik\varphi}+e^{-2i\varphi}e^{-ikx}\right)\right|^2=\left|Ae^{-i\varphi}\left(e^{ik\varphi}e^{i\varphi}+e^{-ikx}e^{-i\varphi}\right)\right|^2=4|A|^2\cos^2(kx+\varphi).$$

Максимальное значение плотности вероитиссти $\rho_{\max}(x) = 4|A|^2$ в 4 раза превышает илотность вероитиссти обнаружить частину в падающем потоже и достигается при $\cos(kx + \varphi) = \pm 1$. Наименьплему расстоинию соответствует $kx + \varphi = 0$, откуда $x_{\max} = -\lambda/6$, $l_{\max} = |x_{\max}| = \lambda/6$.

Миникальное значение плотности вероятности $\rho_{\min}(x)=0$ достигается при $\cos(kx+\varphi)=0$. Навыченьшему расстоянию соответствует $kx+\varphi=-\pi/2$, откуда $x_{\min}=-5\lambda/12$, $l_{\min}=|x_{\min}|=-5\lambda/12$.

5А. (Петров, Струменский) Максимальная энергия моска соответствует вылету моска адоль митульса боттомония, а минимальная — в обратном направлении. Заковы сокражения выглядет так.

$$E = E_1 + E_2$$
, $p = p_1 - p_2$.

Тик как мооны заведово ультрарелятивистские, то для иих $E=\mathrm{pc}$, и получаем

$$E_{\text{max}} = E_1 = \frac{E + cp}{2}$$
, $E_{\text{min}} = \frac{E - cp}{2}$.

Заков полима энергия $E=Mc^2+T=19.46$ ГъВ, $pc=\sqrt{E^2-M^2c^4}=17$ ГъВ. $E_{\rm max}=18.2$ ГъВ, $E_{\rm min}=1.2$ ГъВ. Даже анициально кольожная энергия мосока (1,2 ГъВ) вного больше энергии носок мосока (106 МэВ), так что ультраралитиянситское рассмотрения оправдано.

ВАРИАНТ Б

1В. (Коллов). Внутренняя эпертия одного моля гила, обусловленных извинецийствием молякул, ость $(n=N_{\rm A}/V$ ос const).

$$\Delta U_{mn} = \frac{1}{2} \sum_{i\neq j} \varphi(r_{ij}) \simeq N_h \frac{1}{2} \int \varphi(r) \, dN = N_h \frac{1}{2} \int \varphi(r) n \, dV = N_h n \frac{1}{2} \int \varphi(r) 4\pi r^2 \, dr = \frac{N_h^2}{V} 2\pi \int \varphi(r) r^2 \, dr.$$

Подставляя значение потенциала, получаем

$$\Delta U_{\rm max} = 2\pi\frac{N_{\rm c}^2}{V}\int\limits_{\tilde{\delta}}^{\infty} \left(\frac{F}{r^{22}} - \frac{B}{r^2}\right)r^2\,dr = -\frac{2\pi}{3}\frac{N_{\rm c}^2}{V}\left(\frac{B}{\delta^3} - \frac{A}{3\delta^3}\right) = -\frac{a}{V}. \label{eq:deltaUmax}$$

Откуда нажидом

$$\alpha = \frac{2\pi}{3} N_h^2 \left(\frac{B}{\delta^2} - \frac{A}{3\delta^2} \right)$$

Сидовательно,

$$T_{ap} = \frac{8a}{27Rb} = \frac{8}{27k} \left(\frac{B}{\delta^2} - \frac{A}{3d^{12}} \right) = \frac{16}{81} \frac{B}{k\beta^2} \simeq 100 \ K.$$

2В. (Канодкая). Добротность реконатора $Q=2\pi\frac{W}{MT}$, где эвергая W, запасёнкая в реконаторе, вычасляется акалогично варианту А. В данной задаче $l=\lambda_g=8$ см. и поитому $P=2\pi fW/Q\simeq 4\cdot 10^8$ Вт.

3В. (Викуляя) Аналигично задаче варианта А с учётом $\hat{n} = \frac{1}{2}\alpha \frac{P}{2T}$ (СИ) получаем

$$\frac{\Delta \omega}{\omega} = -\frac{\alpha l \dot{p}}{2 c k T}$$

4В. (С. Тудежко). В области x < 0 решение уранисния Шредингера имеет вид $\psi = Ae^{ikx} + Be^{-ikx}$. ϵ_{20} $k^2 \approx 2mE/\hbar^2$. В области x>0 решение уравнения Шредингера имогт пад $\psi=Ce^{ik_1x}$, где $k_{c}^{2}=2m(E-U_{0})/\hbar^{2}$. Грамичные условия в точке x=0 приходит к следующему выражению для амилитуляюто комффициента отражения

$$r = \frac{B}{A} = \frac{k - k_1}{k + k_2} = \frac{1}{3}$$

Плотвость веровтности при x < 0

$$\rho(x) = |Ae^{ikx} + Be^{-ikx}|^2 = |A|^2 \left| e^{ikx} + \frac{1}{3} e^{-ikx} \right|^2 = \frac{2}{3} |A|^2 \left(\frac{5}{3} + \cos 2kx \right)$$

Максинальное значение плотности вероитности $\rho_{max}(z)=16|A|^2/9$ в 16/9 раз превышает плотность вероитилсти обиздужить частицу в падалоним потоже и достигается при $\cos(2kx)=1$, откуда $2kx=4\pi x/\lambda=2\pi m$ или $x/\lambda=m/2$, (m — целое число). Поскольку слева от ступеньки x<0, то выдылает m=-1. Сведовательно, $|x|_{max}=\lambda/2$. Мянимальное значение плотеости вероитности $\rho_{min}(x) = 4|A|^2/9$ и составляет 4/9 от плотности вероитности обнаружеть частику и падающем потоке и достигается при $\cos(2kx) = -1$, откуда

$$2kx=4\pi\frac{x}{\lambda}=x(2m+1)\quad \text{with}\quad \frac{x}{\lambda}=\frac{m}{2}+\frac{1}{4}, \quad \ (m-\text{monon vaccon})$$

Howevery cases of crypomers x<0, to recover m=-1. Congruent into $|x_{min}|=\lambda/4$.

5В. (Папиния). Учитывая таковы сохранения заредне, эта реакция выглядие час

$$\mu_{a} + \mu \rightarrow \mu^{-} + W^{+} + I$$

Beporessas aneprus assurpsino passas: $E_{\rm e} = \frac{(m_p + m_W + m_p)^2 - m_Z^2}{2m_p}$. Tak was massa W (82 Feb) mesodo forbathe heace upotuna is micenia, to $E_{\nu} \simeq \frac{m_{H}^2}{2m_{\star}} = 3500~\Gamma \text{sB}$.

ВАРИАНТ В

1В. (Цапелия). Уменьшение температуры плавления святие с увеличением доля повераществое атомов при уменьшения объема. Будем считать, что у этих втомов внергия святи в о ряз миниси. чем в объдно. Учтем вклад поверкностими атомов в среднико эксретко сыков. Пусть мергий сы анутреннях втоиси $E_0 = \beta k T_0$, среднег исжитимию расстияние в. Если $E_{\rm cs}(R)$ — средняя мер и атомов шира радејута R_c го виергия алааления этого шира равии

$$Q(R) = E_{03}(R) \frac{4\pi R^3}{3} \frac{1}{a^3} = \frac{E_0}{a^3} \left(\frac{4\pi R^3}{3} - 4\pi R^2 a \right) + \alpha E_0 \frac{4\pi R^2 a}{a^3}$$

Oycouth

$$E_{c\sigma}(R) = \beta k T_R = E_0 [1 - 3(1 - \alpha) a/R] = \beta k T_0 [1 - 3(1 - \alpha) a/R],$$

$$T_R=T_0\left(1-3(1-a)a/R\right)$$

$$\frac{T_0-T_R}{T_0}=\frac{3(1-\alpha)\alpha}{R} \rightarrow \frac{\Delta T_1}{\Delta T_2}=\frac{R_2}{R_1},$$

$$\alpha=6 \text{ and } \Delta T_2=25\frac{1}{4}$$

Thus $R_1=10$ and $\Delta T_2=25$ K, a. compositioning, that $R_2=6$ and $\Delta T_2=25\frac{10}{2}=40$ K. $T_{\rm ext}(R=6~{
m mu}) = 505-40 = 465~{
m K}$. Decomposition to the second of the property o

2В. (Савров) Из решения задачи варианта А следует, что

$$E_{\rm up} = \sqrt{\frac{8W}{\varepsilon_0 a M}} = \sqrt{\frac{4QP}{\pi \varepsilon_0 a M f}} \approx 3 \cdot 10^8 \frac{B}{st}$$

3B. (Heryans) Φ_{NOR} operiodes so that $\varphi = \omega_0 t - k t$, the t - corrected at the system of the state of the system произнавного колучения $\omega = \dot{\varphi} = \omega_0 - \frac{m}{c} \dot{L}$. За время Δt оптическая дляна пути увеличивается на $\Delta l = (n-1)v\Delta t$ tg α , откуда $\tilde{l} = (n-1)v$ tg α и $\frac{\Delta n}{n} = (1-n)\tilde{l}$ tg α .

Второе решения. Представим, что в призме свет распространяется со скоростью с/п и принимается прабывном на границе призым, движущимов вместе с границей со скоростью $V=v \operatorname{tg} \alpha$, затем переклучается этим устройством вак движущимся источником в свободное пространство в принимается вегодраженым прибываюм. С учётом эффекта Доплера первый прибывае полуwher curvan ha succore $\omega_1=(1-n\beta)\omega_0$, the $\beta=(V/c)\ll 1$. Bropost equivalence (herealnessess) получает переиллучённый диокупцимов источником сигиля на частоте

$$\omega = \frac{\omega_1}{1-\beta} = \frac{1-n\beta}{1-\beta}\omega_0 \approx [1-(n-1)\beta]\omega_0.$$

Тихим образом, $\frac{\Delta \omega}{\omega n} = -(n-1)\beta = (1-n)^{\frac{n}{2}}$ tg о.

4В. (С. Гудявко). В области x < 0 решение уразнения Шредингера вмест вид $\psi = Ae^{ikx} + Be^{-ikx}$ где $k^2=2mE/\hbar^2$. В области x>0 решение уразнения Шредлигера имеет вид $\psi=Ce^{ik_1x}$, гди $k_1^2 = 2m(E-U_0)/\hbar^2$. Граничные условия в точке x=0 приводит и следующему выражению для амплитудного коэффициента отражения г

$$r = \frac{B}{A} = \frac{k - k_1}{k + k_1} = -\frac{1}{3}$$

Плотиость вероитности при x < 0

$$\rho(x) = |A|^2 |e^{ikx} + re^{-ikx}|^2 = |A|^2 \left|e^{ikx} - \frac{1}{3}e^{-ikx}\right|^2 = \frac{2|A|^2}{3} \left(\frac{5}{3} - \cos 2kx\right)$$

Максимальное значение плотиссти вероитисти $\rho_{max}(x) = 16|A|^2/9$ в 16/9 раз превышлет влетвость вероитности обнаружить частину в падамием потоке и достигается при $\cos(2kx)=-1$, OTRYUDA

$$2kx=4\pi\frac{x}{\lambda}=\pi(2m+1)\quad \text{min}\quad \frac{x}{\lambda}=\frac{m}{2}+\frac{1}{4}\quad (m-\text{denoe section}).$$

Hornovary coera of crysteless x < 0, to dominer m = -1. Coercesteress, $|x_{max}| = (1/4)\lambda$. Микональное значение влотности вероитности $\rho_{min}(x) = 4|A|^2/9$ составляет 4/9 от плотности вероитвости обнаружить частику в падаковны потоке и достигается при сов(2kz) = 1, отнужа $2kx=4\pi x/\lambda=2\pi m$ else $x/\lambda=m/2$, (m-medie verse). Howeverse chess of crydentaes x<0, to moreometr m = -1. Coegovarenaso, $|x_{min}| = \lambda/2$.

5B. (Петров., Папеков). Так как адровы ультрарилятиваетские, то их воергия E=pc, и чен самым импульс боюна Хиттеа рами $p_H=p_1-p_2=\{E_1-E_2\}/c$. Согласно закону сохранения зипрежи

$$2E_0 = E_1 + E_2 + \sqrt{m_H^2c^4 + p_H^2c^2}$$

Из этих двух уравнений получаем $m_0 c^2 = 2 \sqrt{(E_0 - E_1)(E_0 - E_2)} \simeq 126$ ГыВ.

Обсуждение результатов письменной работы будет проводиться перед устным экзаменом 22 меваря 2013 г. в 8:45 в Главной физической кудогории. По каждой задоче выставляются баллы 0, 1, 2 и сумма баллов соответствует следующим осенклиотлично — 8–10, хорошо — 5–7, удовлетворительно — 3–4, меул — 0–2.

2+4)2

 $-\lambda/L$

· (4) -- (0)

NA NOTES

18,2 FaB.

и миргии

SECREPARE SE

2В. (Савров) Из решения задачи варианта А следует, что

$$E_{\rm up} = \sqrt{\frac{8W}{\varepsilon_0 abl}} = \sqrt{\frac{4QP}{\pi \varepsilon_0 ablf}} \approx 3 \cdot 10^8 \; \frac{\rm B}{\rm M}.$$

3В. (Никулия) Фаза принимаемой волны $\varphi=\omega_0 t-k l$, где l — оптическая длина пути. Частота принимаемого излучения $\omega=\dot{\varphi}=\omega_0-\frac{\omega_0}{c}\dot{l}$. За время Δt оптическая длина пути увеличивается на $\Delta l=(n-1)v\Delta t$ tg α , откуда $\dot{l}=(n-1)v$ tg α и $\frac{\Delta \omega}{\omega v}=(1-n)\frac{v}{c}$ tg α .

Bторое решение. Представим, что в призме свет распространяется со скоростью c/n и принимается приёмником на границе призмы, движущимся вместе с границей со скоростью $V=v\operatorname{tg}\alpha,$ затем переизлучается этим устройством как движущимся источником в свободное пространство и принимается неподвижимы првёмником. С учётом эффекта Доплера первый приёмник получает сигнал на частоте $\omega_1=(1-n\beta)\omega_0$, где $\beta=(V/c)\ll 1$. Второй приёмник (неподвижный) получает переизлучённый движущимся источником сигнал на частоте

$$\omega = \frac{\omega_1}{1-\beta} = \frac{1-n\beta}{1-\beta}\omega_0 \approx [1-(n-1)\beta]\omega_0.$$

Таким образом, $\frac{\Delta \omega}{\omega n} = -(n-1)\beta = (1-n)^{\frac{n}{2}} \operatorname{tg} \alpha$.

4В. (С. Гуденко) В области x<0 решение уравнения Шредингера имеет вид $\psi=Ae^{ikx}+Be^{-ikx}$ где $k^2=2mE/\hbar^2$. В области x>0 решение уравнения Шредингера имеет вид $\psi=Ce^{ik_1x}$, где $k_1^2 = 2m(E-U_0)/\hbar^2$. Граничные условия в точке x=0 приводят к следующему выражению для амплитудного коэффициента отражения г

$$r = \frac{B}{A} = \frac{k - k_1}{k + k_1} = -\frac{1}{3}.$$

Плотиость вероятности при z < 0

$$\rho(x) = |A|^2 |e^{ikx} + re^{-ikx}|^2 = |A|^2 \left| e^{ikx} - \frac{1}{3}e^{-ikx} \right|^2 = \frac{2|A|^2}{3} \left(\frac{5}{3} - \cos 2kx \right)$$

Максимальное значение плотности вероятности $\rho_{\max}(x) = 16|A|^2/9$ в 16/9 раз превышает плотность вероятности обнаружить частицу в падающем потоже и достигается при $\cos(2kx) = -1$, откуда

 $2kx = 4\pi \frac{x}{\lambda} = \pi(2m+1)$ или $\frac{x}{\lambda} = \frac{m}{2} + \frac{1}{4}$ (т — целое число).

Поскольку слева от ступеньки x<0, то подходит m=-1. Следовательно, $|x_{\max}|=(1/4)\lambda$. Минимальное значение плотности вероятности $ho_{\min}(x) = 4|A|^2/9$ составляет 4/9 от плотности вероятности обнаружить частипу в падающем потоке и достигается при $\cos(2kx)=1$, откуда $2kx=4\pi x/\lambda=2\pi m$ или $x/\lambda=m/2$, (m — целое число). Поскольку слева от ступетьки x<0, то подходит m=-1. Следовательно, $|x_{\min}|=\lambda/2$.

5В. (Петров, Цяпекок) Так как адроны ультрарелятивистские, то их энергия $E={
m pc},$ и тем самым импульс бозона Хиггся разен $p_H=p_1-p_2=(E_1-E_2)/c$. Согласно закону сохранения

$$2E_0 = E_1 + E_2 + \sqrt{m_H^2 c^4 + p_H^2 c^2}$$

Из этих двух уравнений получаем $m_B c^2 = 2 \sqrt{(E_0 - E_1)(E_0 - E_2)} \simeq 126$ ГэВ.

Обсуждение результатов письменной работы будет проводиться перед устным экзаменом 22 января 2013 г. в 8:45 в Главной физической аудитории. По каждой задаче выставляются баллы 0, 1, 2 и сумма баллов соответствует следующим оценкам: отлично — 8–10, хорошо — 5–7, удовлетворительно — 3–4, неуд — 0–2.

40 K

плитудного

$$\cos^2(kx+\varphi)$$
.

summer matrix $kx + \varphi = \pm 1$. $max = \lambda/6$. $kx + \varphi = 0$. $kx + \varphi = 0$.

миосна вдоль тидитные вын

и = 18,2 ГъВ, пъше энергии

ием молекул,

$$2\pi \int \varphi(r)r^2 dr$$

э резонатоэтому P = 3Б. (Никуляя) Аналогично задаче варианта А с учётом $\dot{n}=\frac{1}{2}\alpha\frac{\dot{P}}{kT}$ (СИ) получаем

$$\frac{\Delta \omega}{\omega} = -\frac{\alpha l \dot{p}}{2 c k T}.$$

4В. (С. Гудевко) В области x<0 решение уравнения Шредингера имеет вид $\psi=Ae^{ikx}+Be^{-ikx}$, где $k^2=2mE/\hbar^2$. В области x>0 решение уравнения Шредингера имеет вид $\psi=Ce^{ik_2x}$, где $k_1^2=2m(E-U_0)/\hbar^2$. Граничные условия в точке x=0 приводят к следующему выражению для амилитулного коэффициента отражения

$$r = \frac{B}{A} = \frac{k - k_1}{k + k_1} = \frac{1}{3}$$

Плотность вероятности при x < 0

$$\rho(x) = |Ae^{ikx} + Be^{-ikx}|^2 = |A|^2 \left| e^{ikx} + \frac{1}{3}e^{-ikx} \right|^2 = \frac{2}{3}|A|^2 \left(\frac{5}{3} + \cos 2kx \right)$$

Максимальное значение плотности вероятности $\rho_{\text{max}}(x)=16|A|^2/9$ в 16/9 раз превышает плотность вероятности обнаружить частицу в падающем потоке и достигается при $\cos(2kx)=1$, откуда $2kx=4\pi x/\lambda=2\pi m$ или $x/\lambda=m/2$, (m- пелое чясло). Поскольку слева от ступеньки x<0, то подходит m=-1. Следовательно, $|x|_{\text{max}}=\lambda/2$. Минимальное значение плотности вероятности $\rho_{\text{min}}(x)=4|A|^2/9$ и составляет 4/9 от плотности вероятности обнаружить частицу в падающем потоке и достигается при $\cos(2kx)=-1$, откуда

$$2kx=4\pi\frac{x}{\lambda}=\pi(2m+1)$$
 where $\frac{x}{\lambda}=\frac{m}{2}+\frac{1}{4}$, $(m-\text{denoe weeds}).$

Поскольку слева от ступеньки x < 0, то подходит m = -1. Следовательно, $|x_{min}| = \lambda/4$.

5В. (Цяпеняя). Учитывая законы сохранения зарядов, эта реакция выглядит так:

$$\nu_{\mu} + p \rightarrow \mu^{-} + W^{+} + p$$

Пороговая энергия вейтрино равна: $E_{\nu} = \frac{(m_{\mu} + m_W + m_{\mu})^2 - m_p^2}{2m_p}$. Так как масса W (81 ГъВ) много больше масс протова и мюона, то $E_{\nu} \simeq \frac{m_W^2}{2m_p} = 3500$ ГъВ.

ВАРИАНТ В

1В. (Ципекия) Уменьшение температуры плавления связано с увеличением доли поверхностиму атомов при уменьшении объёма. Будем считать, что у этих атомов энергия связи в с раз меньшения объёме. Учтём вклад поверхностных атомов в среднюю энергию связи. Пусть энергия связитренних атомов $E_0 = \beta k T_0$, среднее межатомное расстояние в. Если $E_{\rm cs}(R)$ — среднях энергия атомов шара радиуса R, то энергия плавления этого шара радиуса

$$Q(R) = E_{\rm ca}(R) \frac{4\pi R^3}{3} \frac{1}{a^3} = \frac{E_0}{a^3} \left(\frac{4\pi R^3}{3} - 4\pi R^2 a \right) + \alpha E_0 \frac{4\pi R^2 a}{a^3}$$

Отсюда

$$E_{cs}(R) = \beta k T_R = E_0 [1 - 3(1 - \alpha)a/R] = \beta k T_0 [1 - 3(1 - \alpha)a/R]$$

2

$$T_R = T_0 [1 - 3(1 - \alpha)a/R]$$
.

Тем самым

$$\frac{T_0-T_R}{T_0}=\frac{3(1-\alpha)a}{R} \quad \rightarrow \quad \frac{\Delta T_1}{\Delta T_2}=\frac{R_2}{R_4}$$

При $R_1=10$ ны $\Delta T_1=25$ K, а, следовательно, при $R_2=6$ ны $\Delta T_2=25\frac{10}{6}\simeq 40$ K, та $T_{\rm ns}(R=6$ ны) =505-40=465 K. Экспериментальное значение =460 K.

TORTH MATEL

Man mepo 2kg

OTK

5B.

СВИЦ

Ha as

заме

0

гой сторовы

лаузиуса

воднового числа

на длина волик.

евот вид:

- 10-5 Дж.

рном режиме потери

ческая частота разв $z = \frac{\pi}{c}$, для скорости

вгера имеет вид

Граничные условия в точке x=0 приводят к следующему выражению для амплитудного коэффициента отражения τ

$$r=rac{B}{A}=rac{k-iarkappa}{k+iarkappa}=rac{1-i\sqrt{3}}{1+i\sqrt{3}}=-rac{1+i\sqrt{3}}{2}=e^{-2iarphi},$$
 где $arphi=\pi/3.$

Таким образом, |A| = |B| и $B = Ae^{-2i\varphi}$, $\varphi = \pi/3$.

Плотность вероятности $\rho(x) = |\psi(x)|^2$ при x < 0 равна

$$|Ae^{ikx}+Be^{-ikx}|^2=\left|A\left(e^{ikx}+e^{-2i\varphi}e^{-ikx}\right)\right|^2=\left|Ae^{-i\varphi}\left(e^{ikx}e^{i\varphi}+e^{-ikx}e^{-i\varphi}\right)\right|^2=4|A|^2\cos^2(kx+\varphi).$$

Максимальное значение плотности вероятности $\rho_{\max}(x)=4|A|^2$ в 4 раза превышает плотность вероятности обнаружить частицу в падающем потоке и достигается при $\cos(kx+\varphi)=\pm 1$. Наименьшему расстоянию соответствует $kx+\varphi=0$, откуда $x_{\max}=-\lambda/6$, $l_{\max}=|x_{\max}|=\lambda/6$.

Минимальное значение плотности вероятности $\rho_{\min}(x) = 0$ достигается при $\cos(kx + \varphi) = 0$. Наименьшему расстоянию соответствует $kx + \varphi = -\pi/2$, откуда $x_{\min} = -5\lambda/12$, $l_{\min} = |x_{\min}| = 5\lambda/12$.

5А. (Петров, Струминский) Максимальная энергия мюона соответствует вылету мюона вдоль импульса боттомония, а минимальная — в обратном направлении. Законы сохранения выглядят так:

$$E = E_1 + E_2, \quad p = p_1 - p_2.$$

Так как мюоны заведомо ультрарелятивистские, то для них E=pc, и получаем

$$E_{\max} = E_1 = \frac{E + cp}{2}, \qquad E_{\min} = \frac{E - cp}{2}.$$

Здесь полная энергия $E=Mc^2+T=19.46$ ГэВ, $pc=\sqrt{E^2-M^2c^4}=17$ ГэВ. $E_{\rm max}=18.2$ ГэВ, $E_{\rm min}=1.2$ ГэВ. Даже минимально возможная энергия мюона (1,2 ГэВ) много больше энергии покоя мюона (106 МэВ), так что ультрарелятивиситское рассмотрение оправдано.

ВАРИАНТ В

1Б. (Козлов) Внутренняя эвергия одного моля газа, обусловленная взаимодействием молекул, есть $(n=N_{\rm A}/V\simeq {\rm const})$

$$\Delta U_{\rm nor} = \frac{1}{2} \sum_{i \neq j} \varphi(r_{ij}) \simeq N_{\rm A} \frac{1}{2} \int \varphi(r) \, dN = N_{\rm A} \frac{1}{2} \int \varphi(r) n \, dV = N_{\rm A} n \frac{1}{2} \int \varphi(r) 4\pi r^2 \, dr = \frac{N_{\rm A}^2}{V} 2\pi \int \varphi(r) r^2 \, dr. \label{eq:Dispersion}$$

Подставляя значение потенциала, получаем

$$\Delta U_{\rm mor} = 2\pi \frac{N_{\rm A}^2}{V} \int\limits_{\delta}^{\infty} \left(\frac{F}{r^{12}} - \frac{B}{r^6}\right) r^2 \, dr = -\frac{2\pi}{3} \frac{N_{\rm A}^2}{V} \left(\frac{B}{\delta^3} - \frac{A}{3\delta^9}\right) = -\frac{a}{V}. \label{eq:deltaUmor}$$

Откуда находим

$$a = \frac{2\pi}{3} N_{\rm A}^2 \left(\frac{B}{\delta^3} - \frac{A}{3\delta^9} \right). \label{eq:absolute}$$

Следовательно,

$$T_{\rm sp} = \frac{8a}{27Rb} = \frac{8}{27k} \left(\frac{B}{\delta^6} - \frac{A}{3\delta^{12}} \right) = \frac{16}{81} \frac{B}{k\delta^6} \simeq 100 \ K.$$

2В. (Макошкий) Добротность резонатора $Q=2\pi\frac{W}{PT}$, где энергия W, запасённая в резонаторе, вычисляется аналогично варианту А. В данной задаче $l=\lambda_y=8$ см, и поэтому $P=2\pi fW/Q\simeq 4\cdot 10^4$ Вт.

BAPMAHT A

LL (Sequence) Topogramme parameter super $P(t_0) = \varphi(P_0(t_0), P(t)) = \varphi(P_0(t))$, a payonal compania

$$P(t_0|V = \frac{m_0}{s}ET_0, \quad P(t_0|V = \frac{m}{s}ET$$

Ke was carried suspicion $\frac{S_{-}}{S_{0}}$ and $\frac{S_{2}(t_{0})}{S_{2}(t_{0})}$. Common spannesses Kanadipona Kanpanyon

$$P_{\alpha}(t) = P_{\alpha}(t_0) \exp \left[\frac{\lambda \mu}{R} \left(\frac{1}{T_0} - \frac{1}{T} \right) \right].$$

$$y = \mu_0 \frac{mT}{m_0 T_0} \exp \left[\frac{h\mu}{2} \left(\frac{1}{T_0} - \frac{1}{T} \right) \right] \simeq 0.86 \text{ (MCS)}.$$

2A. (Succession) Two compressions and an

$$k_{i}^{2} = \frac{k_{i}^{2}}{2} = \left(\frac{2\pi f}{c}\right)^{2} = k_{i}^{2} + k_{i}^{2} + k_{i}^{2}$$

NAME AND ADDRESS OF TAXABLE PARTY. в нед. Это принце в украниту резиграна для в « I и подставлять изменять выполнять части. $k_{\mu} = \exp\left[i\omega, k_{\mu} = \exp\left[i\omega, k_{\mu$

We proved make compare the n=1 the sac axis I parameters upon a some whereas Dispersional ration, contrasts, ven

$$\left(\frac{3r_1^2}{c}\right)^2 = \left(\frac{6.38}{2}\right)^2 = 6.61 = 1.85 m^2 + \left(\frac{\pi}{1}\right)^2 \cdot 2^2 + 9.67 \cdot p^2.$$

Приграетичный выпланен пол. уделетиранция или условия, вычет вып

$$E_{\alpha}=0, \quad E_{\alpha}=E_{\beta}\sin(k_{\alpha}x)\sin(k_{\alpha}x), \quad E_{\alpha}=0,$$

y our tie - time

$$\mathcal{W} = \frac{1}{2} \int \left[\frac{\alpha_0 B^2}{2} + \frac{\mu_0 B^2}{2} \right] dV = \frac{1}{2} \cdot 2 \left[\frac{\alpha_0 B^2}{2} dV - \frac{\alpha_0 B^2_{10}}{2} \cdot d\Omega \cdot \frac{1}{2} \cdot \frac{1}{2} \approx 9 \cdot 10^{-9} \right] dy dV$$

Sees 1/2 1/2 - property services мирования с в с. В старилорные режими запада

$$Q=2\pi\frac{W}{PT}=2\pi\frac{Wf}{P}\approx 200.$$

SA. (Surprise) Some approximation occurre $\varphi = \omega t - k t = \omega t - \frac{\omega t}{2}$. Descriptions whereas providing $\varphi = \omega t - \frac{\omega t}{2}$, description is surprised as $\frac{\omega t}{2} = \frac{\omega t}{2}$. The same spin accurrence appears Description $\frac{\omega t}{2} = \frac{\omega t}{2}$. And compares a surprised $\omega t = \frac{\omega t}{2}$.

64. (C. Symme, Susceed) Buliners $x \in \mathbb{R}$ province symmetric Dipersonal Research states and

$$S = Ae^{Az} + 2e^{-Az}$$
, $z_{20} = \frac{2mE}{k^2}$.

S of carrier a > 5 personal representati Hipothericana materi man-

the granus line all may was a left