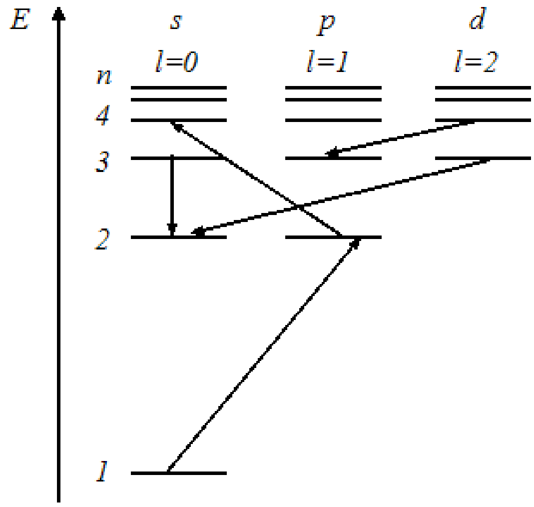
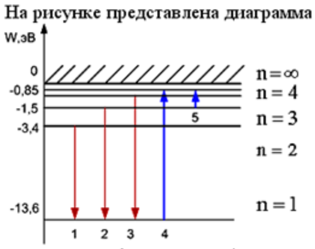
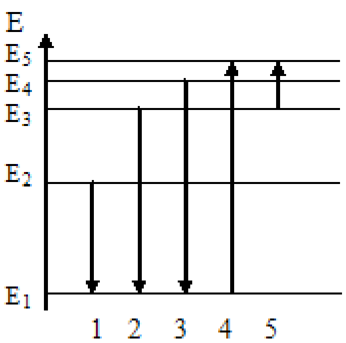
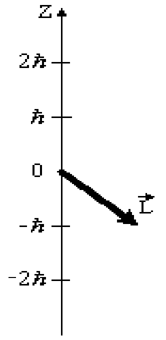
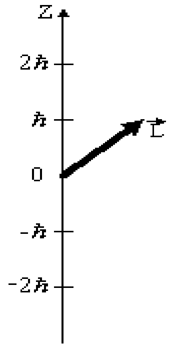
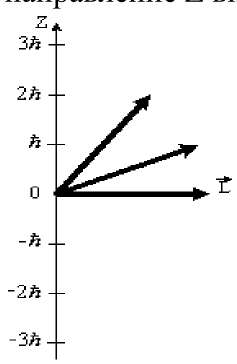
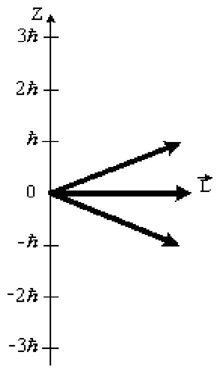
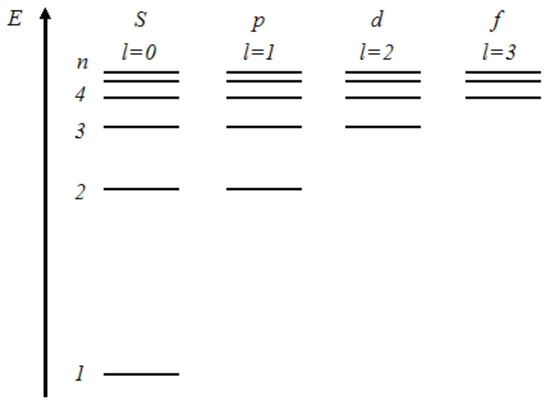
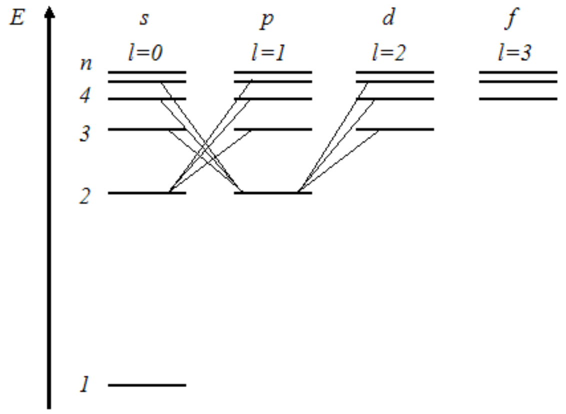
<table>
<tr><td colspan="2">6. Квантовая физика и физика атома</td></tr>
<tr><td colspan="2"><u>25. Спектр атома водорода. Правило отбора.</u></td></tr>
<tr><td>На рисунке изображена схема энергетических уровней атома водорода. Показаны состояния с различными значениями орбитального квантового числа


Запрещенными правилом отбора для орбитального квантового числа являются переходы
Ответ: $3s \to 2s$ и $3d \to 2s$
Варианты ответа:
1. $3s \to 2s$ 2. $1s \to 2p$ 3. $3d \to 2s$
4. $2p \to 4s$ 5. $4d \to 3p$</td><td>Для орбитального квантового числа l имеется правило отбора $\Delta l = \pm 1$. Это означает, что возможны только такие переходы, в которых l изменяется на единицу. Поэтому запрещены переходы: $3s \to 2s$, где орбитальное квантовое число l не изменяется, и $3d \to 2s$, где $\Delta l = 2$.</td></tr>
<tr><td>Видимой части спектра излучения атома водорода соответствует формула …
◉ $\frac{1}{\lambda} = R\left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2}\right)$, $n = 3,4,5,\ldots$
○ $\frac{1}{\lambda} = R\left(\frac{1}{3^2} - \frac{1}{n^2}\right)$, $n = 4,5,6,\ldots$
○ $\frac{1}{\lambda} = R\left(\frac{1}{4^2} - \frac{1}{n^2}\right)$, $n = 5,6,7,\ldots$
○ $\frac{1}{\lambda} = R\left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{n^2}\right)$, $n = 2,3,4,\ldots$</td><td></td></tr>
<tr><td>Установить соответствие квантовых чисел, определяющих волновую функцию электрона в атоме водорода, их физическому смыслу
1. n А. определяет ориентации электронного облака в пространстве
2. l Б. определяет форму электронного облака
3. m В. Определяет размеры электронного облака
Г. Собственный механический момент
1: 1-В, 2-Б, 3-А*</td><td>Главное квантовое число (n) – целое число, обозначающее номер энергетического уровня. Характеризует энергию электронов, занимающих данный энергетический уровень. С возрастающим главным квантовым числом возрастают радиус орбиты и энергия электрона.
Орбитальное квантовое число (l) – определяет форму электронного облака и определяет энергетический подуровень данного энергетического уровня. Орбитальное квантовое число связано с главным квантовым числом соотношением:</td></tr>
</table>

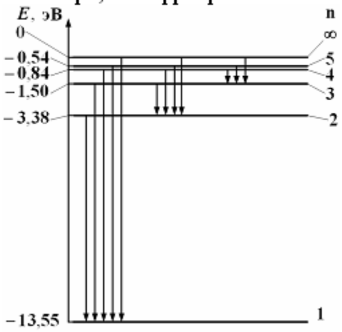
2: 1-Г, 2-Б, 3-А 3: 1-В, 2-А, 3-Г 4: 1-А, 2-Б, 3-В	$l = 0, 1, 2, 3, \ldots, n-1$. Магнитное квантовое число (m) – характеризует ориентацию в пространстве орбитального момента количества движения электрона или пространственное расположение электронной орбитали. Магнитное квантовое число принимает целые значения $m = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \ldots, l$. Каждое из $2l+1$ возможных значений магнитного квантового числа определяет проекцию вектора орбитального момента на данное направление (обычно ось Z). Проекция орбитального момента импульса на ось Z равна $L_z = m\hbar$. Спин – собственный момент импульса (или магнитный момент) элементарных частиц, имеющий квантовую природу и не связанный с перемещением частицы как целого. Спином называют также собственный момент импульса атомного ядра или атома. Ответ: 1
Азимутальное квантовое число l определяет … ◉ орбитальный механический момент электрона в атоме ○ проекцию орбитального момента импульса электрона на заданное направление ○ энергию стационарного состояния электрона в атоме ○ собственный механический момент электрона в атоме	
Главное квантовое число n определяет … ✔ ○ энергию стационарного состояния электрона в атоме ○ орбитальный механический момент электрона в атоме ○ собственный механический момент электрона в атоме ◉ проекцию орбитального момента импульса электрона на заданное направление	Собственные функции электрона в атоме водорода $\Psi_{nlm}(r, \vartheta, \varphi)$ содержат три целочисленных параметра: n, l и m. Параметр n называется главным квантовым числом, параметры l и m – орбитальным (азимутальным) и магнитным квантовыми числами соответственно. Главное квантовое число n определяет энергию стационарного состояния электрона в атоме.
Магнитное квантовое число m определяет 1* – проекцию орбитального момента им… электрона на заданное направлени… 2 – орбитальный механический момент электрона в атоме 3 – собственный механический момент электрона в атоме 4 – энергию стационарного состояния электрона в атоме	
Спиновое квантовое число s определяет …	Собственные функции электрона в атоме водорода $\Psi_{nlm}(r, \vartheta, \varphi)$ содержат три целочисленных параметра: n, l и m. Параметр n называется главным квантовым числом, параметры l и m – орбитальным (азимутальным) и магнитным квантовыми числами соответственно. Четвертое квантовое

◉ собственный механический момент электрона в атоме ○ орбитальный механический момент электрона в атоме ○ энергию стационарного состояния электрона в атоме ○ проекцию орбитального момента импульса электрона на заданное направление	число s называется спином и определяет собственный механический момент электрона в атоме.
В атоме водорода уровню энергии номера n отвечает (без учёта спина) … 1: $2n^2$ различных квантовых состояний 2: $(n - 1)^2$ различных квантовых состояний 3: n^2 различных квантовых состояний* 4: n - 1 различных квантовых состояний 5. n + 1 различных квантовых состояний	Для каждого n существует n орбитальных квантовых чисел, и соответственно электронных облаков. Для каждого l-облака существует 2l+1 пространственных расположение электронных орбиталей. Т.о. для каждого n существует $\sum_{l=0}^{n-1} 2l+1=2\sum_{l=0}^{n-1} l+n=2\frac{n(n-1)}{2}+n=n^2$. Ответ: 3
На рисунке представлена диаграмма энергетических уровней атома водорода  Поглощение фотона с наибольшей длиной волны происходит при переходе, обозначенном стрелкой под номером …	1* — 5 2 — 4 3 — 3 4 — 2 5 — 1
На рисунке представлена диаграмма энергетических уровней атома водорода:  Излучение фотона с наименьшей длиной волны происходит при переходе, обозначенном стрелкой под номером …	◉ 3 ○ 2 ○ 1 ○ 4 ○ 5
Серия Пашена в спектре излучения атомарного водорода характеризует переходы электрона на третий энергетический уровень. Согласно правилам отбора в ней запрещены переходы между электронными состояниями …	1* — 5s→3d 2 — 5d→3p 3 — 4p→3s 4 — 4d→3p
На рисунке приведена одна из возможных ориентаций момента импульса электрона в p-состоянии. Какие еще значения может принимать проекция момента импульса на направление Z внешнего магнитного поля?	p-состоянию соответствует орбитальное квантовое число l=1. Существует пространственное квантование: вектор момента импульса электрона может иметь лишь такие ориентации в пространстве, при которых проекция L_Z вектора $\vec{L}$ на направление Z внешнего магнитного поля принимает квантовые значения; кратные $\hbar$: $L_Z = m\hbar$, где m – магнитное квантовое число, принимающее значения:

 1: 0* 2: $\hbar$ * 3: $-2\hbar$ 4: $2\hbar$	$m = 0; \pm 1; \pm 2; \pm 3; ...; \pm \ell$, где ℓ – орбитальное квантовое число. Значит, p-уровню соответствуют следующие значения проекции L_Z: $0; \pm \hbar$, а на рисунке представлен только значение $-\hbar$. Поэтому ещё могут быть проекции $0, \hbar$. <u>Ответ: 1, 2</u>
На рисунке приведена одна из возможных ориентаций момента импульса электрона в p-состоянии. Какие еще значения может принимать проекция момента импульса на направление Z внешнего магнитного поля?  1:$-\hbar$ * 2:0* 3:$-2\hbar$ 4:$2\hbar$	p-состоянию соответствует орбитальное квантовое число l=1. Существует пространственное квантование: вектор момента импульса электрона может иметь лишь такие ориентации в пространстве, при которых проекция L_Z вектора $\vec{L}$ на направление Z внешнего магнитного поля принимает квантовые значения; кратные $\hbar$: $L_Z = m\hbar$, где m – магнитное квантовое число, принимающее значения: $m = 0; \pm 1; \pm 2; \pm 3; ...; \pm \ell$, где ℓ – орбитальное квантовое число. Значит, p-уровню соответствуют следующие значения проекции L_Z: $0; \pm \hbar$, а на рисунке представлен только значение $\hbar$. Поэтому ещё могут быть проекции $0, -\hbar$. <u>Ответ: 1, 2</u>
На рисунке приведены некоторые из возможных ориентаций момента импульса для электронов в d-состоянии. Какие еще значения может принимать проекция момента импульса на направление Z внешнего магнитного поля?  1: $-\hbar$ * 2: $-2\hbar$ * 3: $-3\hbar$ 4: $3\hbar$	d-состоянию соответствует орбитальное квантовое число l=2. Существует пространственное квантование: вектор момента импульса электрона может иметь лишь такие ориентации в пространстве, при которых проекция L_Z вектора $\vec{L}$ на направление Z внешнего магнитного поля принимает квантовые значения; кратные $\hbar$: $L_Z = m\hbar$, где m – магнитное квантовое число, принимающее значения: $m = 0; \pm 1; \pm 2; \pm 3; ...; \pm \ell$, где ℓ – орбитальное квантовое число. Значит, p-уровню соответствуют следующие значения проекции L_Z: $0; \pm \hbar; \pm 2\hbar$, а на рисунке представлены только значения $0, \hbar, 2\hbar$. Поэтому ещё могут быть проекции $-\hbar, -2\hbar$. <u>Ответ: 1, 2</u>
На рисунке приведены некоторые из возможных ориентаций момента импульса для электронов в d-состоянии. Какие еще значения может принимать проекция момента импульса на	d-состоянию соответствует орбитальное квантовое число l=2. Существует пространственное квантование: вектор момента импульса электрона может иметь

<table>
<tr>
<td>направление Z внешнего магнитного поля?

1: $2\hbar$ *
2: $-2\hbar$ *
3: $3\hbar$
4: $-3\hbar$</td>
<td>лишь такие ориентации в пространстве, при которых проекция L_Z вектора $\vec{L}$ на направление Z внешнего магнитного поля принимает квантовые значения; кратные $\hbar$: $L_Z = m\hbar$, где m – магнитное квантовое число, принимающее значения: $m = 0; \pm 1; \pm 2; \pm 3; ...; \pm \ell$, где ℓ – орбитальное квантовое число.
Значит, р-уровню соответствуют следующие значения проекции L_Z: $0; \pm\hbar; \pm 2\hbar$, а на рисунке представлены только значения $0, \hbar, -\hbar$. Поэтому ещё могут быть проекции $2\hbar, -2\hbar$.
<u>Ответ: 1, 2</u></td>
</tr>
<tr>
<td>На рисунке изображена схема энергетических уровней атома водорода. Показаны состояния с различными значениями орбитального квантового числа.

Серию Бальмера дают переходы …
Ответ: $ns \to 2p$, $nd \to 2p$, $np \to 2s$,
Варианты ответа:
☐ $nd \to 2p \;\; (n = 3, 4, 5, ...)$
☐ $nf \to 3d \;\; (n = 4, 5, 6, ...)$
☐ $np \to 2s \;\; (n = 3, 4, 5, ...)$
☐ $np \to 1s \;\; (n = 2, 3, 4, ...)$
☐ $ns \to 2p \;\; (n = 3, 4, 5, ...)$
☐ $np \to 3d \;\; (n = 4, 5, 6, ...)$</td>
<td>Серию Бальмера дают переходы на второй энергетический уровень (n=2). Учитывая правило отбора по орбитальному квантовому числу $\Delta l = \pm 1$, переходы, приводящие к возникновению серии Бальмера, можно представить в де $ns \to 2p$, $nd \to 2p$, $np \to 2s$,
где $n = 3, 4, 5, ...$
</td>
</tr>
</table>

На рисунке дана схема энергетических уровней атома водорода, а также условно изображены переходы электрона с одного уровня на другой, сопровождающиеся излучением кванта энергии. В ультрафиолетовой области спектра эти переходы дают серию Лаймана, в видимой области – серию Бальмера, в инфракрасной области – серию Пашена и т.д.



Отношение минимальной частоты серии Лаймана к максимальной частоте серии Бальмера равно …

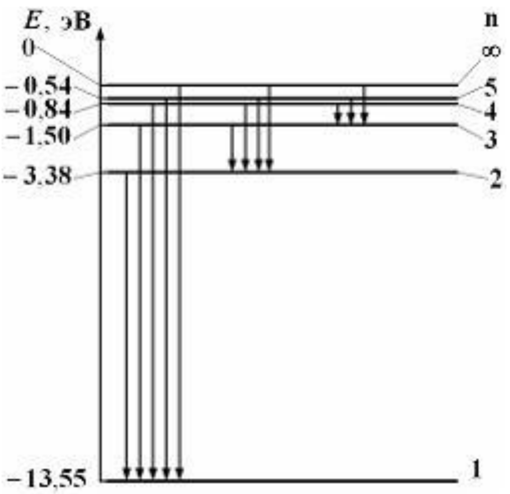
Ответ: 3

Варианты ответа:

- 7,2
- 3
- 5,4
- 4

Единая формула, объединяющая все сериальные формулы спектра водорода, называемая обобщенной формулой Бальмера, имеет вид: $\nu = R\left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2}\right)$. Здесь R – постоянная Ридберга; m и n – целые числа, причем для данной серии $n = m+1$, $m+2$, $m+3$ и т.д. Для серии Лаймана $m = 1$, для серии Бальмера $m = 2$, для серии Пашена $m = 3$ и т.д. Поэтому минимальная частота серии Лаймана $\nu_{1\min} = R\left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{2^2}\right) = \frac{3}{4}R$, а максимальная частота серии Бальмера $\nu_{2\max} = R\left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{\infty}\right) = \frac{1}{4}R$. Тогда искомое отношение равно: $\frac{\nu_{1\min}}{\nu_{2\max}} = \left(\frac{3}{4}R\right) : \left(\frac{1}{4}R\right) = 3$.

На рисунке дана схема энергетических уровней атома водорода.



Наименьшая длина волны спектральной линии (в нм) серии Пашена равна __829 нм___ .
($h = 6{,}63 \cdot 10^{-34}$ Дж·с)

- ✔ 829
- 122
- 661
- 368

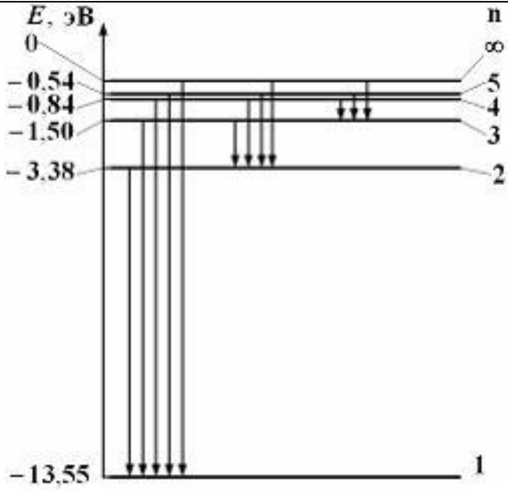
Серию Пашена дают переходы в состояние с n = 3. Учитывая связь длины волны и частоты $\lambda \cdot \nu = c$ и правило частот Бора $h\nu = E_n - E_m$, можно сделать вывод о том, что линии с наименьшей длиной волны (то есть с наибольшей частотой) в серии Пашена соответствует переход с энергетического уровня Е = 0. Тогда

$$\lambda = \frac{c}{\nu} = \frac{ch}{E_2 - E_1} = \frac{3 \cdot 10^8 \cdot 6{,}63 \cdot 10^{-34}}{(13{,}55 - 0) \cdot 1{,}6 \cdot 10^{-19}} = 8{,}29 \cdot 10^{-7}\text{ м} = 829\text{нм}.$$

На рисунке дана схема энергетических уровней атома водорода.

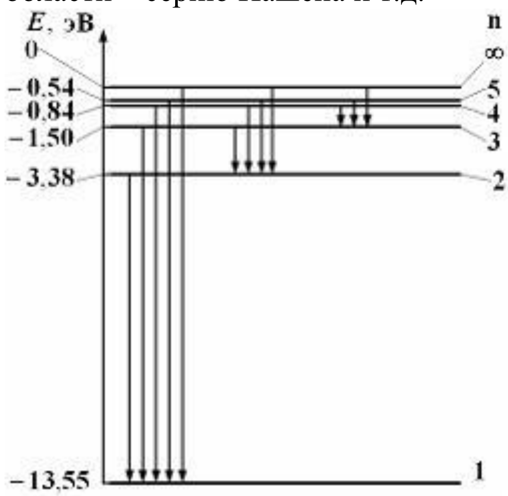
Серию Лаймана дают переходы в состояние с *n* = 1. Учитывая связь длины волны и частоты $\lambda \cdot \nu = c$ и правило частот Бора $h\nu = E_n - E_m$, можно сделать вывод о том, что линии с наибольшей длиной волны (то есть с наименьшей частотой) в серии Лаймана соответствует переход со второго энергетического уровня. Тогда

$$\lambda = \frac{c}{\nu} = \frac{ch}{E_2 - E_1} = \frac{3 \cdot 10^8 \cdot 6{,}63 \cdot 10^{-34}}{(13{,}55 - 3{,}38) \cdot 1{,}6 \cdot 10^{-19}} = 1{,}22 \cdot 10^{-7}\ м = 122\ нм.$$

<table>
<tr>
<td>


Наибольшая длина волны спектральной линии (в *нм*) серии Лаймана равна 122 нм
(h = 6,63·10^{-34} *Дж·с*)

- ✔ 122
- 92
- ⦿ 661
- 368
</td>
<td></td>
</tr>
<tr>
<td>
На рисунке дана схема энергетических уровней атома водорода, а также условно изображены переходы электрона с одного уровня на другой, сопровождающиеся излучением кванта энергии. В ультрафиолетовой области спектра эти переходы дают серию Лаймана, в видимой области – серию Бальмера, в инфракрасной области – серию Пашена и т.д.

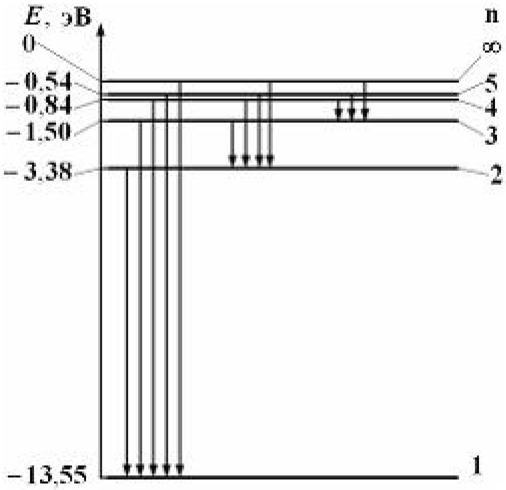


Отношение минимальной частоты линии в серии Бальмера $\nu_{\min\,Б}$ к максимальной частоте линии в серии Лаймана $\nu_{\max\,Л}$ спектра атома водорода равно … $\frac{5}{36}$
</td>
<td>
Серию Лаймана дают переходы на первый энергетический уровень, серию Бальмера – на второй уровень. Максимальная частота линии в серии Лаймана $\nu_{\max\,Л} = R(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{\infty}) = R$. Минимальная частота линии в серии Бальмера

$$\nu_{\min\,Б} = R(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{3^2}) = R(\frac{1}{4} - \frac{1}{9}) = R \cdot \frac{5}{4 \cdot 9}.$$

Тогда $\frac{\nu_{\min\,Б}}{\nu_{\max\,Л}} = \frac{5}{4 \cdot 9} = \frac{5}{36}$.
</td>
</tr>
<tr>
<td>На рисунке дана схема энергетических уровней</td>
<td>Серию Пашена дают переходы на третий энерге-</td>
</tr>
</table>

атома водорода, а также условно изображены переходы электрона с одного уровня на другой, сопровождающиеся излучением кванта энергии. В ультрафиолетовой области спектра эти переходы дают серию Лаймана, в видимой области – серию Бальмера, в инфракрасной области – серию Пашена и т.д.



Отношение максимальной частоты линии в серии Пашена $\nu_{\max\, П}$ к минимальной частоте линии в серии Бальмера $\nu_{\min\, Б}$ равно …

тический уровень, серию Бальмера – на второй уровень. Максимальная частота линии в серии Пашена $\nu_{\max\, П} = R\left(\frac{1}{3^2} - \frac{1}{\infty}\right) = R \cdot \frac{1}{9}$. Минимальная частота линии в серии Бальмера

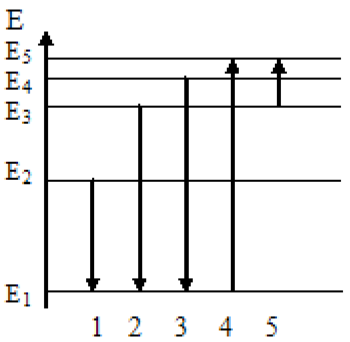
$$\nu_{\min\, Б} = R\left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{3^2}\right) = R\left(\frac{1}{4} - \frac{1}{9}\right) = R \cdot \frac{5}{4 \cdot 9}.$$

Тогда $\frac{\nu_{\max\, П}}{\nu_{\min\, Б}} = \frac{4}{5}$

- $\frac{4}{5}$
- $\frac{1}{3}$
- $\frac{4}{27}$
- $\frac{5}{36}$

.

На рисунке представлена диаграмма энергетических уровней атома водорода:



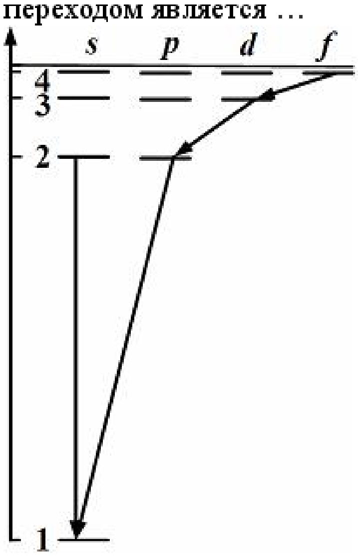
Излучение фотона с наименьшей длиной волны происходит при переходе, обозначенном стрелкой под номером …3

Излучение фотона происходит при переходе электрона с более высокого энергетического уровня на более низкий. Учитывая связь длины волны и частоты $\lambda\nu = c$ и правило частот Бора $h\nu = E_n - E_m$, получаем $\lambda = \frac{c}{\nu} = \frac{ch}{E_4 - E_1}$.

Отсюда можно сделать вывод о том, что излучение фотона с наименьшей длиной волны (то есть с наибольшей частотой) происходит при переходе электрона с энергетического уровня E_4 на уровень E_1, что соответствует переходу, обозначенному стрелкой под номером 3.

<table>
<tr>
<td>

Закон сохранения момента импульса накладывает ограничения на возможные переходы электрона в атоме с одного уровня на другой (правило отбора). В энергетическом спектре атома водорода (рис.) запрещенным переходом является …



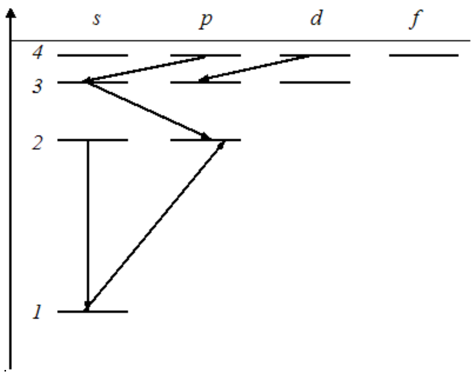
</td>
<td>

Для орбитального квантового числа l имеется правило отбора $\Delta l = \pm 1$. Это означает, что возможны только такие переходы, в которых l изменяется на единицу. Поэтому запрещенным переходом является $2s \to 1s$.

- ✔ (•) $2s \to 1s$
- ( ) $2p \to 1s$
- ( ) $3d \to 2p$
- ( ) $4f \to 3d$

</td>
</tr>
<tr>
<td>

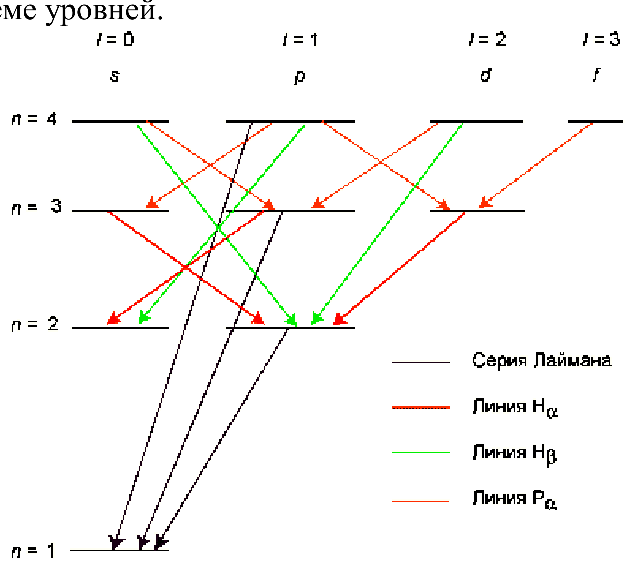
Закон сохранения момента импульса накладывает ограничения на возможные переходы электрона в атоме с одного уровня на другой (правило отбора). В энергетическом спектре атома водорода (см. рис.) запрещенным является переход …



- ✔ (•) $2s \to 1s$
- ( ) $1s \to 2p$
- ( ) $3s \to 2p$
- ( ) $4p \to 3s$

</td>
<td>

Правило отбора гласит, что возможны только такие переходы, при которых орбитальное квантовое число l меняется на единицу: $\Delta l = \pm 1$. Это правило является следствием закона сохранения момента количества движения. Изменение главного квантового числа n может быть любое. Возможные переходы показаны на схеме уровней.



Ответ: 3s-2s

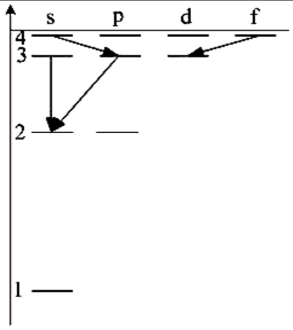
</td>
</tr>
<tr>
<td>

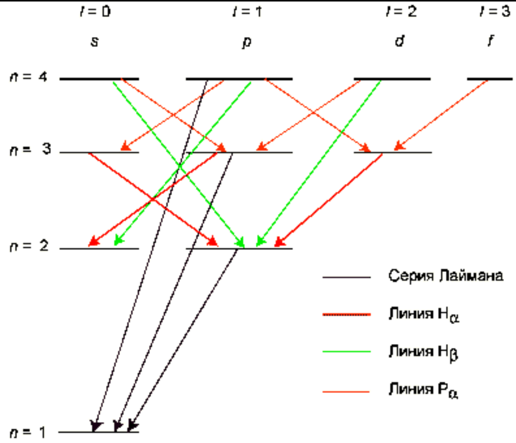
Закон сохранения момента импульса накладывает ограничения на возможные переходы электрона в атоме с одного уровня на другой (правило отбора). В энергетическом спектре атома водорода (рис.) запрещённым переходом является …

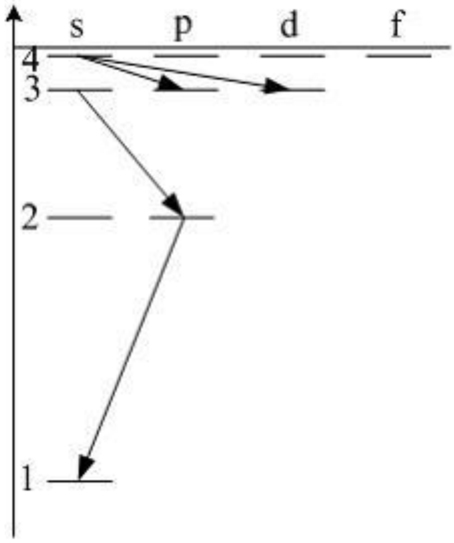
</td>
<td>

Правило отбора гласит, что возможны только такие переходы, при которых орбитальное квантовое число l меняется на единицу: $\Delta l = \pm 1$. Это правило является следствием закона сохранения момента количества движения. Изменение главного квантового числа n может быть любое. Возможные переходы показаны на схеме уровней.

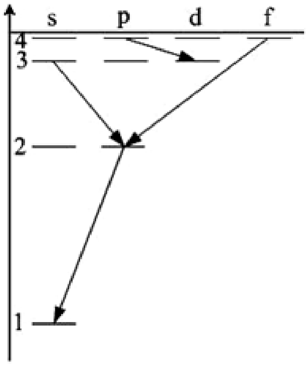
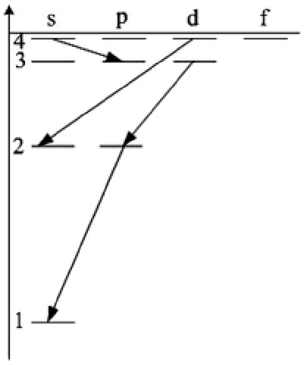
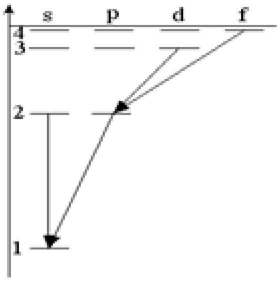
</td>
</tr>
</table>

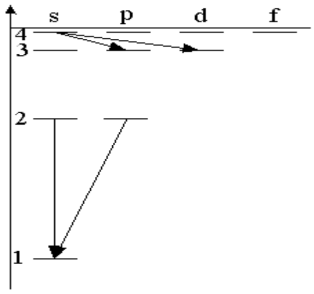
<table>
<tr>
<td>


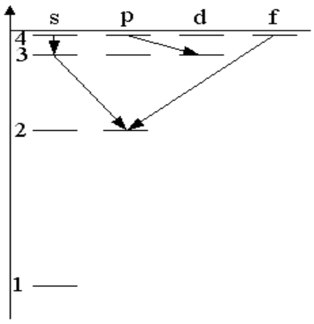
1: 3p – 2s
2: 3s – 2s*
3: 4f – 3d
4: 4s – 3p
</td>
<td>


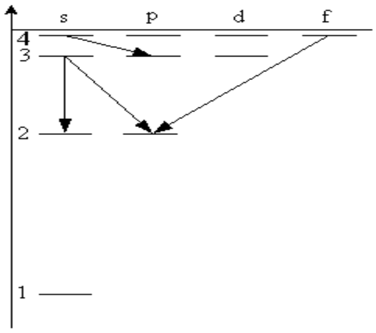
Ответ: 3s-2s
</td>
</tr>
<tr>
<td>
Закон сохранения момента импульса накладывает ограничения на возможные переходы электрона в атоме с одного уровня на другой (правило отбора). В энергетическом спектре атома водорода (рис.) запрещенным переходом является …


✔ ○ $4s \to 3d$
○ $3s \to 2p$
◉ $4s \to 3p$
○ $2p \to 1s$
</td>
<td>
Для орбитального квантового числа l существует правило отбора $\Delta l = \pm 1$. Это означает, что возможны только такие переходы, в которых l изменяется на единицу. Поэтому запрещенным является переход $4s \to 3d$, так как в этом случае $\Delta l = 2$.
</td>
</tr>
<tr>
<td>
Закон сохранения момента импульса накладывает ограничения на возможные переходы электрона в атоме с одного уровня на другой (правило отбора). В энергетическом спектре атома водорода (рис.) <u>запрещённым</u> переходом является …
</td>
<td>
<table>
<tr><td>1*</td><td>4f-2p</td></tr>
<tr><td>2</td><td>2p-1s</td></tr>
<tr><td>3</td><td>3s-2p</td></tr>
<tr><td>4</td><td>4p-3d</td></tr>
</table>
</td>
</tr>
</table>

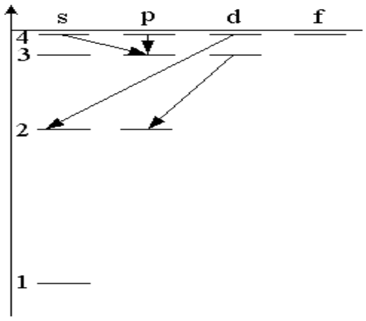
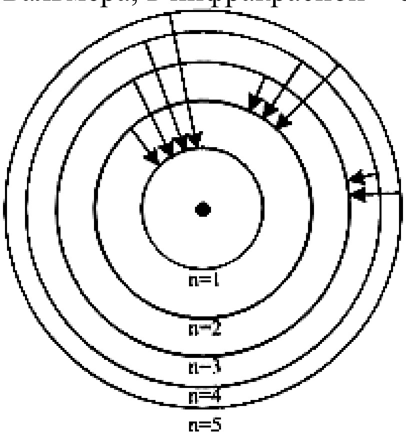
	
Закон сохранения момента импульса накладывает ограничения на возможные переходы электрона в атоме с одного уровня на другой (правило отбора). В энергетическом спектре атома водорода (рис.) <u>запрещённым</u> переходом является … 	✔ ◉ $4d \rightarrow 2s$ ○ $4s \rightarrow 3p$ ○ $2p \rightarrow 1s$ ○ $3d \rightarrow 2p$
При переходах электрона в атоме с одного уровня на другой закон сохранения момента импульса накладывает определенные ограничения (правило отбора). Если система энергетических уровней атома водорода имеет вид, представленный на рисунке, то <u>запрещенными</u> переходами являются…  1: 2s – 1s* 2: 4f – 2p* 3: 3d – 2p 4: 2p – 1s	Правило отбора гласит, что возможны только такие переходы, при которых орбитальное квантовое число l меняется на единицу: $\Delta l = \pm 1$. Это правило есть следствие закона сохранения момента количества движения. Изменение главного квантового числа n может быть любое. Ответ: 4f-2p, 2s-1s <u>Ответ: 1, 2</u>
При переходах электрона в атоме с одного уровня на другой закон сохранения момента импульса накладывает определенные ограничения (правило отбора). Если система энергетических уровней атома водорода имеет вид, представленный на рисунке, то <u>запрещенными</u> переходами являются…	Правило отбора гласит, что возможны только такие переходы, при которых орбитальное квантовое число l меняется на единицу: $\Delta l = \pm 1$. Это правило есть следствие закона сохранения момента количества движения. Изменение главного квантового числа n может быть любое. Ответ: 4s-3d, 2s-1s

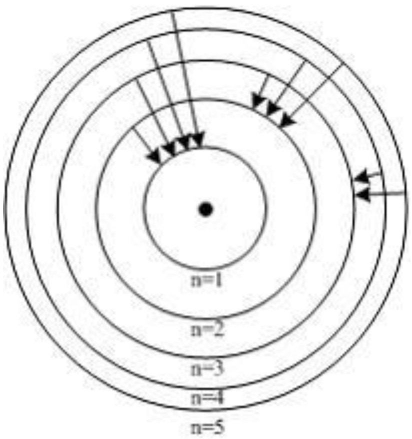
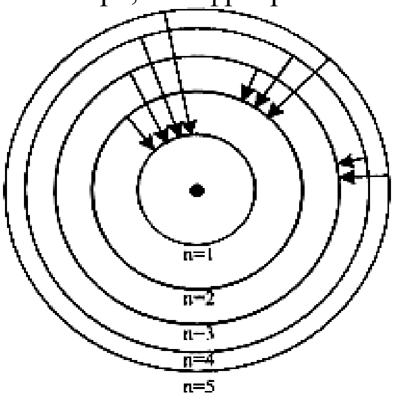
<table>
<tr>
<td>

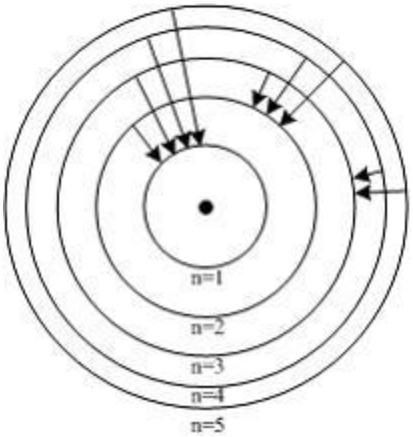
1: 2s – 1s*
2: 4s – 3d*
3: 4s – 3p
4: 2p – 1s</td>
<td></td>
</tr>
<tr>
<td>При переходах электрона в атоме с одного уровня на другой закон сохранения момента импульса накладывает определенные ограничения (правило отбора). Если система энергетических уровней атома водорода имеет вид, представленный на рисунке, то <u>запрещенными</u> переходами являются…


1: 4s – 3s*
2: 4f – 2p*
3: 3s – 2p
4: 4p – 3d</td>
<td>Правило отбора гласит, что возможны только такие переходы, при которых орбитальное квантовое число l меняется на единицу: $\Delta l = \pm 1$. Это правило есть следствие закона сохранения момента количества движения. Изменение главного квантового числа n может быть любое.
Ответ: 4s-3s, 4f-2p
<u>Ответ: 1, 2</u></td>
</tr>
<tr>
<td></td>
<td></td>
</tr>
<tr>
<td>При переходах электрона в атоме с одного уровня на другой закон сохранения момента импульса накладывает определенные ограничения (правило отбора). Если система энергетических уровней атома водорода имеет вид, представленный на рисунке, то <u>запрещенными</u> переходами являются…


1: 3s – 2s*
2: 4f – 2p*
3: 4s – 3p
4: 3s – 2p</td>
<td>Правило отбора гласит, что возможны только такие переходы, при которых орбитальное квантовое число l меняется на единицу: $\Delta l = \pm 1$. Это правило есть следствие закона сохранения момента количества движения. Изменение главного квантового числа n может быть любое.
Ответ: 4f-2p, 3s-2s</td>
</tr>
<tr>
<td>При переходах электрона в атоме с одного</td>
<td>Правило отбора гласит, что возможны только та-</td>
</tr>
</table>

уровня на другой закон сохранения момента импульса накладывает определенные ограничения (правило отбора). Если система энергетических уровней атома водорода имеет вид, представленный на рисунке, то <u>запрещенными</u> переходами являются…  1: 4p – 3p* 2: 4d – 2s* 3: 4s – 3p 4: 3d – 2p	кие переходы, при которых орбитальное квантовое число l меняется на единицу: $\Delta l = \pm 1$. Это правило есть следствие закона сохранения момента количества движения. Изменение главного квантового числа n может быть любое. Ответ: 4p-3p, 4d-2s <u>Ответ: 1, 2</u>
На рисунке изображены стационарные орбиты атома водорода согласно модели Бора, а также условно изображены переходы электрона с одной стационарной орбиты на другую, сопровождающиеся излучением кванта энергии. В ультрафиолетовой области спектра эти переходы дают серию Лаймана, в видимой – серию Бальмера, в инфракрасной – серию Пашена.  Наименьшей частоте кванта в серии Лаймана соответствует переход… 1. $\mathbf{n = 2 \to n = 1}$ * 2: $\mathbf{n = 5 \to n = 1}$ 3: $\mathbf{n = 4 \to n = 3}$ 4: $\mathbf{n = 3 \to n = 2}$	В общем случае спектры излучения описываются формулой: $\nu = R\left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2}\right), n > m$ (m=1 – серия Лаймана; m=2 – серия Бальмера; m=3 – серия Пашена; m=4 – серия Брекета; m=5 – серия Пфунда). В ультрафиолетовой области серия Лаймана имеет вид: $\nu = R\left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{n^2}\right), n = 2, 3, 4, \ldots$ Серия Лаймана описывает переход электрона на первый энергетический уровень. Следовательно, из приведенных ответов под него подходят только переходы: $2 \to 1$; $5 \to 1$. Наименьшая частота кванта, испускаемого при переходе, будет достигаться при переходе с наименьшего уровня, то есть с n=2.
На рисунке схематически изображены стационарные орбиты электрона в атоме водорода, согласно модели Бора, а также показаны переходы электрона с одной стационарной орбиты на другую, сопровождающиеся излучением кванта энергии. В ультрафиолетовой области спектра эти переходы дают серию Лаймана, в видимой – серию Бальмера, в инфракрасной – серию	В общем случае спектры излучения описываются формулой: $\nu = R\left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2}\right), n > m$ (m=1 – серия Лаймана; m=2 – серия Бальмера; m=3 – серия Пашена; m=4 – серия Брекета; m=5 – серия Пфунда). В видимой области серия Бальмера имеет вид: $\nu = R\left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2}\right), n = 3, 4, 5, \ldots$

Пашена:  Наименьшей частоте кванта в серии Бальмера соответствует переход … ◉ $n=3 \rightarrow n=2$ ○ $n=4 \rightarrow n=3$ ○ $n=5 \rightarrow n=2$ ○ $n=2 \rightarrow n=1$	Серия Бальмера описывает переход электрона на второй энергетический уровень. Следовательно, из приведенных ответов под него подходят только переходы: $3 \rightarrow 2$; $5 \rightarrow 2$. Наименьшая частота кванта, испускаемого при переходе, будет достигаться при переходе с наименьшего уровня, то есть с n=3. <u>Ответ: 1</u>
На рисунке изображены стационарные орбиты атома водорода согласно модели Бора, а также условно изображены переходы электрона с одной стационарной орбиты на другую, сопровождающиеся излучением кванта энергии. В ультрафиолетовой области спектра эти переходы дают серию Лаймана, в видимой – серию Бальмера, в инфракрасной – серию Пашена.  Наименьшей частоте кванта в серии Пашена соответствует переход… 1: $n=4 \rightarrow n=3$ * 2: $n=5 \rightarrow n=3$ 3: $n=5 \rightarrow n=2$ 4: $n=3 \rightarrow n=2$	В общем случае спектры излучения описываются формулой: $\nu = R\left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2}\right), n > m$ (m=1 – серия Лаймана; m=2 – серия Бальмера; m=3 – серия Пашена; m=4 – серия Брекета; m=5 – серия Пфунда). В инфракрасной области серия Пашена имеет вид: $\nu = R\left(\frac{1}{3^2} - \frac{1}{n^2}\right), n = 4, 5, 6, \ldots$ Серия Пашена описывает переход электрона на третий энергетический уровень. Следовательно, из приведенных ответов под него подходят только переходы: $4 \rightarrow 3$; $5 \rightarrow 3$. Наименьшая частота кванта, испускаемого при переходе, будет достигаться при переходе с наименьшего уровня, то есть с n=4. <u>Ответ: 1</u>
На рисунке схематически изображены стационарные орбиты электрона в атоме водорода согласно модели Бора, а также показаны переходы электрона с одной стационарной орбиты на другую, сопровождающиеся излучением кванта энергии. В ультрафиолетовой области спектра	В общем случае спектры излучения описываются формулой: $\nu = R\left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2}\right), n > m$ (m=1 – серия Лаймана; m=2 – серия Бальмера; m=3 – серия Пашена; m=4 – серия Брекета; m=5 – серия Пфунда). В инфракрасной области серия Пашена имеет вид:

эти переходы дают серию Лаймана, в видимой – серию Бальмера, в инфракрасной – серию Пашена.  Наибольшей частоте кванта в серии Пашена (для переходов, представленных на рисунке) соответствует переход … ✔ ⊙ $n = 5 \to n = 3$ ○ $n = 4 \to n = 3$ ○ $n = 5 \to n = 2$ ○ $n = 5 \to n = 1$	$\nu = R\left(\frac{1}{3^2} - \frac{1}{n^2}\right), n = 4, 5, 6, \ldots$ Серия Пашена описывает переход электрона на третий энергетический уровень. Следовательно, из приведенных ответов под него подходят только переходы: $4 \to 3;\ 5 \to 3$. Наибольшая частота кванта, испускаемого при переходе, будет достигаться при переходе с наибольшего уровня, то есть с n=5. <u>Ответ: 1</u>
<u>26. Дуализм свойств микрочастиц. Соотношение неопределенностей Гейзенберга.</u>	
Если позитрон, протон, нейтрон и $\alpha -$ частица имеют одинаковую длину волны де Бройля, то наибольшей скоростью обладает… Ответ: позитрон Варианты ответа: 1. протон 2. позитрон 3. $\alpha -$ частица 4. нейтрон	Длина волны де Бройля определяется формулой $\lambda = \frac{h}{m\upsilon}$, где h – постоянная Планка, m и υ – масса и скорость частицы. Отсюда скорость частицы равна $\upsilon = \frac{h}{\lambda m}$. По условию задания $\lambda_e = \lambda_n = \lambda_p = \lambda_\alpha$, следовательно, $\upsilon \sim \frac{1}{m}$. Тогда наибольшей скоростью обладает частица с наименьшей массой. Известно, что $m_e < m_p \approx m_n < m_\alpha$. Следовательно, наибольшей скоростью обладает позитрон.
Если протон и α-частица прошли одинаковую ускоряющую разность потенциалов, то отношение их длин волн де Бройля равно … $2\sqrt{2}$	α-частица – это ядро атома гелия, состоящее из двух протонов и двух нейтронов. Длина волны де Бройля определяется по формуле $\lambda = \frac{h}{p}$, где р – импульс частицы. Импульс частицы можно выразить через ее кинетическую энергию: $E_k = \frac{p^2}{2m} \Rightarrow p = \sqrt{2mE_k}$. По теореме о кинетической энергии, согласно которой работа сил электрического поля идет на приращение кинети-

	ческой энергии, $qU_{уск} = \Delta E_k$. Отсюда можно найти E_k, полагая, что первоначально частица покоилась: $qU_{уск} = E_k$. Окончательное выражение для длины волны де Бройля через ускоряющую разность потенциалов имеет вид: $\lambda = \frac{h}{p} = \frac{h}{\sqrt{2mE_k}} = \frac{h}{\sqrt{2mqU_{уск}}}$. Учитывая, что $m_\alpha \cong 4m_p$ и $q_\alpha = 2q_p$, отношение длин волн де Бройля протона и α-частица равно: $\frac{\lambda_p}{\lambda_\alpha} = \sqrt{\frac{m_\alpha q_\alpha}{m_p q_p}} = 2\sqrt{2}$.
Если протон и дейтрон прошли одинаковую ускоряющую разность потенциалов, то отношение их длин волн де Бройля равно … $\sqrt{2}$	Дейтрон – ядро тяжелого изотопа водорода (дейтерия). Длина волны де Бройля определяется по формуле $\lambda = \frac{h}{p}$, где *p* – импульс частицы. Импульс частицы можно выразить через ее кинетическую энергию: $E_k = \frac{p^2}{2m} \Rightarrow p = \sqrt{2mE_k}$. По теореме о кинетической энергии, согласно которой работа сил электрического поля идет на приращение кинетической энергии, $qU_{уск} = \Delta E_k$. Отсюда можно найти E_k, полагая, что первоначально частица покоилась: $qU_{уск} = E_k$. Окончательное выражение для длины волны де Бройля через ускоряющую разность потенциалов имеет вид $\lambda = \frac{h}{p} = \frac{h}{\sqrt{2mE_k}} = \frac{h}{\sqrt{2mqU_{уск}}}$. Учитывая, что $m_d \cong 2m_p$ и $q_d = q_p$, отношение длин волн де Бройля протона и дейтрона равно: $\frac{\lambda_p}{\lambda_d} = \sqrt{\frac{m_d q_d}{m_p q_p}} = \sqrt{2}$.
Если молекула водорода, позитрон, протон и α-частица имеют одинаковую длину волны де Бройля, то наибольшей скоростью обладает …	Длина волны де Бройля определяется формулой $\lambda = \frac{h}{m\upsilon}$, где h – постоянная Планка, m и υ – масса и скорость частицы. Отсюда скорость частицы равна $\upsilon = \frac{h}{\lambda m}$. По условию задания

позитрон молекула водорода протон α-частица	$\lambda_{H_2} = \lambda_{e^+} = \lambda_p = \lambda_\alpha$, следовательно, $\upsilon \sim \frac{1}{m}$. Тогда наибольшей скоростью обладает частица с наименьшей массой. Известно, что $m_{e^+} < m_p < m_{H_2} < m_\alpha$. Следовательно, наибольшей скоростью обладает позитрон.
Если частицы имеют одинаковую длину волны де Бройля, то наименьшей скоростью обладает … 1: позитрон 2: нейтрон 3: α-частица* 4: протон	Длина волны де Бройля выражается по следующей формуле: $\lambda = \frac{h}{p} = \frac{h}{m\upsilon} \Rightarrow \upsilon = \frac{h}{m\lambda}$, где h – постоянная Планка ($h = 6{,}626 \cdot 10^{-34}\,Дж \cdot с$), m – масса частицы, υ – скорость частицы. Если длины волн де Бройля равны, то зависимость скорости выглядит так $\upsilon = \frac{h}{\lambda}\frac{1}{m} = const \cdot \frac{1}{m}$ (обратно-пропорциональная зависимость), значит, чем больше масса, тем меньше скорость. Из предложенных частиц большей массой обладает α – частица. <u>Ответ: 3</u>
Если частицы имеют одинаковую скорость, то наименьшей длиной волны де Бройля обладает … α-частица нейтрон протон электрон	Правильный ответ 1.
Если частицы имеют одинаковую длину волны де Бройля, то наибольшей скоростью обладает …	1* позитрон 2 нейтрон 3 α-частица 4 протон
Два источника излучают свет с длиной волны 375 нм и 750 нм. Отношение импульсов фотонов, излучаемых первым и вторым источником равно…	1* позитрон 2 нейтрон 3 α-частица 4 протон
Если протон и нейтрон двигаются с одинаковыми скоростями, то отношения их длин волн де Бройля λ_p/λ_n равно … 1: 2 2: 1/2 3: 1* 4: 4	Длина волны де Бройля выражается по следующей формуле: $\lambda = \frac{h}{p} = \frac{h}{m\upsilon}$, где h – постоянная Планка ($h = 6{,}626 \cdot 10^{-34}\,Дж \cdot с$), m – масса частицы, υ – скорость частицы. Масса протона незначительно отличается от массы нейтрона, т.е. $m_p \approx m_n$, скорости равны $\upsilon_p \approx \upsilon_n$. Поэтому $\frac{\lambda_p}{\lambda_n} = \frac{\frac{h}{m_p\upsilon_p}}{\frac{h}{m_n\upsilon_n}} = 1$. <u>Ответ: 3</u>
Если протон и α-частица двигаются с одинаковыми скоростями, то отношения их длин волн де Бройля $\lambda_p / \lambda_\alpha$ равно … 1: 4*	Длина волны де Бройля выражается по следующей формуле: $\lambda = \frac{h}{p} = \frac{h}{m\upsilon}$, где h – постоянная Планка ($h = 6{,}626 \cdot 10^{-34}\,Дж \cdot с$), m – масса частицы, υ – ско-

2: 1/2 3: 2 4: 1	рость частицы. Масса протона $m_p = 1 а.е.м.$, масса нейтрона $m_n = 1 а.е.м.$, масса α-частицы $m_\alpha = 2m_p + 2m_n = 4 а.е.м.$ скорости равны $\upsilon_p \approx \upsilon_\alpha$. Поэтому $\frac{\lambda_p}{\lambda_\alpha} = \frac{\frac{h}{m_p \upsilon_p}}{\frac{h}{m_\alpha \upsilon_\alpha}} = 4$. <u>Ответ: 1</u>
Если α-частица и нейтрон двигаются с одинаковыми скоростями, то отношения их длин волн де Бройля $\lambda_\alpha / \lambda_n$ равно … 1: ¼* 2: 1/2 3: 2 4: 4	Длина волны де Бройля выражается по следующей формуле: $\lambda = \frac{h}{p} = \frac{h}{m\upsilon}$, где h – постоянная Планка ($h = 6{,}626 \cdot 10^{-34} Дж \cdot c$), m – масса частицы, υ – скорость частицы. Масса нейтрона $m_n = 1 а.е.м.$, масса протона $m_p = 1 а.е.м.$, масса α-частицы $m_\alpha = 2m_p + 2m_n = 4 а.е.м.$ скорости равны $\upsilon_p \approx \upsilon_\alpha$. Поэтому $\frac{\lambda_\alpha}{\lambda_n} = \frac{\frac{h}{m_\alpha \upsilon_\alpha}}{\frac{h}{m_n \upsilon_n}} = \frac{1}{4}$. <u>Ответ: 1</u>
Если α-частица и протон двигаются с одинаковыми скоростями, то отношения их длин волн де Бройля $\lambda_\alpha / \lambda_p$ равно 1:1/4* 2:1/2 3:2 4:4	Длина волны де Бройля выражается по следующей формуле: $\lambda = \frac{h}{p} = \frac{h}{m\upsilon}$, где h – постоянная Планка ($h = 6{,}626 \cdot 10^{-34} Дж \cdot c$), m – масса частицы, υ – скорость частицы. Масса протона $m_p = 1 а.е.м.$, масса нейтрона $m_n = 1 а.е.м.$, масса α-частицы $m_\alpha = 2m_p + 2m_n = 4 а.е.м.$ скорости равны $\upsilon_p \approx \upsilon_\alpha$. Поэтому $\frac{\lambda_\alpha}{\lambda_p} = \frac{\frac{h}{m_\alpha \upsilon_\alpha}}{\frac{h}{m_p \upsilon_p}} = \frac{1}{4}$. <u>Ответ: 1</u>
Если нейтрон и α-частица двигаются с одинаковыми скоростями, то отношения их длин волн де Бройля $\lambda_n / \lambda_\alpha$ равно … 1: 4* 2: 1/2 3: 2 4: 1/4	Длина волны де Бройля выражается по следующей формуле: $\lambda = \frac{h}{p} = \frac{h}{m\upsilon}$, где h – постоянная Планка ($h = 6{,}626 \cdot 10^{-34} Дж \cdot c$), m – масса частицы, υ – скорость частицы. Масса нейтрона $m_n = 1 а.е.м.$, масса протона $m_p = 1 а.е.м.$, масса α-частицы $m_\alpha = 2m_p + 2m_n = 4 а.е.м.$ скорости равны $\upsilon_p \approx \upsilon_\alpha$. Поэтому $\frac{\lambda_n}{\lambda_\alpha} = \frac{\frac{h}{m_n \upsilon_n}}{\frac{h}{m_\alpha \upsilon_\alpha}} = 4$. <u>Ответ: 1</u>
Де Бройль обобщил соотношение $p = \frac{h}{\lambda}$ для фотона на любые волновые процессы, связан-	Длина волны де Бройля выражается по следующей

ные с частицами, импульс которых равен р. Тогда, если скорость частиц одинакова, то наименьшей длиной волны обладают … 1: нейтроны 2: электроны 3: α-частицы* 4: протоны	формуле: $\lambda = \frac{h}{p} = \frac{h}{m\upsilon}$, где h – постоянная Планка ($h = 6{,}626 \cdot 10^{-34}\ Дж \cdot с$), m – масса частицы, υ – скорость частицы. Длина волны де Бройля обратно пропорциональна скорости и массе частицы, то есть, если скорости частиц одинаковы, то частица с большей массой имеет меньшую длину волны де Бройля и наоборот. Из представленных частиц большей массой обладает α-частица. <u>Ответ: 3</u>
Согласно положению о корпускулярно-волновом дуализме свойств вещества электроны можно рассматривать как частицы и описывать их движение законами классической механики, не учитывая волновые свойства, в ... Ответ: электронно-лучевой трубке Варианты ответа: 1. электронном микроскопе 2. металле 3. электронно-лучевой трубке 4. атоме	Двойственная корпускулярно-волновая природа частиц вещества ставит вопрос о границах применимости понятий классической физики для объектов микромира. В классической механике всякая частица движется по определенной траектории, так что в любой момент времени точно фиксированы ее координата и импульс. Микрочастицы не имеют траектории, и неправомерно говорить об одновременных точных значениях координаты и импульса. Это выражается соотношением неопределенностей для координаты и импульса $\Delta x \cdot \Delta p_x \geq h$, где Δx неопределенность координаты, Δp_x неопределенность проекции импульса. h постоянная Планка. Для электронов неопределенность координаты крайне мала по сравнению с размерами пятна на экране трубки. Следовательно, можно говорить о движении электронов по определенной траектории, описывать их движение законами классической механики.
Согласно принципу неопределённости и с учётом величины постоянной Планка $\hbar \approx 10^{-34}$ Дж·с, облако свободного электрона массой $9 \cdot 10^{-31}$ кг, первоначально локализованное в области атома с диаметром 10^{-10} м, за тысячную долю секунды расплывётся до размера порядка … 1: 1 м 2: 1 мм 3: 1 км* 4: 1 мкм	Принципу неопределенности Гейзенберга удовлетворяет соотношение: $\Delta x \cdot \Delta p_x \geq \hbar$. Преобразуем его: $\Delta x \cdot m\Delta\upsilon_x \geq \hbar \Rightarrow \Delta\upsilon_x \geq \frac{\hbar}{\Delta x \cdot m}$. Определяемый размер $D = \Delta\upsilon_x \Delta t \geq \frac{\hbar \cdot \Delta t}{\Delta x \cdot m}$. Подставим исходные данные: $D \geq \frac{10^{-34} \cdot 10^{-3}}{10^{-10} \cdot 9 \cdot 10^{-31}}\ м \approx 10^3\ м$. <u>Ответ: 3</u>
Высокая монохроматичность лазерного излучения обусловлена относительно большим временем жизни электронов в метастабильном состоянии ~10^{-3} с. Учитывая, что постоянная Планка $\hbar \approx 6{,}6 \cdot 10^{-16}\ эВ \cdot с$, ширина метастабильного уровня (в эВ) будет не менее … 1: $1{,}5 \cdot 10^{-13}$ 2: $6{,}6 \cdot 10^{-13}$* 3: $1{,}5 \cdot 10^{-19}$ 4: $6{,}6 \cdot 10^{-19}$	Связь ширины уровня и времени жизни определяется формулой (соотношение неопределенности Гейзенберга): $\Delta E \cdot \Delta t \geq \hbar$. Отсюда $\Delta E \geq \frac{\hbar}{\Delta t} = \frac{6{,}6 \cdot 10^{-16}}{10^{-3}}\ эВ = 6{,}6 \cdot 10^{-13} эВ$. <u>Ответ: 2</u>
Высокая монохроматичность лазерного излучения обусловлена относительно большим	Связь ширины уровня и времени жизни определяется формулой (соотношение неопределенности

временем жизни электронов в метастабильном состоянии ~10^{-3} с. Учитывая, что постоянная Планка $\hbar \approx 6{,}6\cdot 10^{-16}\ эВ\cdot с$, ширина метастабильного уровня (в эВ) будет не менее … 1: $6{,}6\cdot 10^{-13}$* 2: $6{,}6\cdot 10^{-19}$ 3: $1{,}5\cdot 10^{-19}$ 4: $1{,}5\cdot 10^{-13}$	Гейзенберга): $\Delta E \cdot \Delta t \geq \hbar$. Отсюда $\Delta E \geq \frac{\hbar}{\Delta t} = \frac{6{,}6\cdot 10^{-16}}{10^{-3}}\ эВ = 6{,}6\cdot 10^{-13}\ эВ$. <u>Ответ: 1</u>
Отношение длин волн де Бройля электрона и протона $\frac{\lambda_e}{\lambda_p}$, имеющих одинаковую скорость, составляет величину порядка … Ответ: 1000 Варианты ответа: 1. 10^3 2. 10 3. 10 4. 10^{-3}	Длина волны де Бройля $\lambda = \frac{h}{m\vartheta}$, где h - постоянная Планка, m - масса частицы, ϑ - скорость частицы. Следовательно, $\frac{\lambda_e}{\lambda_p} = \frac{h}{m_e\vartheta}\cdot\frac{m_p\vartheta}{h} = \frac{m_p}{m_e} = 1840 \sim 10^3$
Отношение длин волн де Бройля нейтрона и α-частицы, имеющих одинаковые скорости, равно …4	Длина волны де Бройля определяется формулой $\lambda = \frac{h}{m\upsilon}$, где h – постоянная Планка, m и υ – масса и скорость частицы соответственно. Отсюда с учетом того, что $m_\alpha = 2m_p + 2m_n \cong 4m_n$, искомое отношение $\frac{\lambda_n}{\lambda_\alpha} = \frac{m_\alpha}{m_n} = 4.$
Отношение длин волн де Бройля для молекул водорода и кислорода, соответствующих их наиболее вероятным скоростям при одной и той же температуре, равно …**4** ✔ ◉ 4 ○ $\frac{1}{4}$ ○ 2 ○ $\frac{1}{2}$	Длина волны де Бройля определяется формулой $\lambda = \frac{h}{p} = \frac{h}{m\upsilon}$, где h – постоянная Планка, m и υ – масса и скорость частицы. Наиболее вероятная скорость молекулы $\upsilon_в = \sqrt{\frac{2kT}{m}} = \sqrt{\frac{2RT}{\mu}}$. Здесь k – постоянная Больцмана, R – универсальная газовая постоянная, μ – молярная масса газа. Тогда $\frac{\lambda_{H_2}}{\lambda_{O_2}} = \sqrt{\frac{\mu_{O_2}}{\mu_{H_2}}} = \sqrt{\frac{32\cdot 10^{-3}}{2\cdot 10^{-3}}} = 4.$
Длина волны де Бройля увеличится в два раза, если кинетическая энергия микрочастицы… Ответ: уменьшится в 4 раза	Длина волны де Бройля $\lambda = \frac{h}{m\vartheta}$, где h – постоянная Планка, m – масса частицы, ϑ – скорость частицы. Кинетическая энергия частицы определяется по формуле $E_к = \frac{m\vartheta^2}{2}$. Следовательно, длина волны де Бройля увеличится в два раза при уменьшении скорости частицы в 2 раза, а кинетической энергии – в 4 раза.
Длина волны де Бройля частицы уменьшилась вдвое. Скорость этой частицы …	Длина волны де Бройля выражается по следующей

1: увеличилась в 4 раза 2: уменьшилась в 4 раза 3: не изменилась 4: уменьшилась вдвое 5: увеличилась вдвое*	формуле: $\lambda = \frac{h}{p} = \frac{h}{m\upsilon} \Rightarrow \upsilon = \frac{h}{m\lambda}$, где h – постоянная Планка ($h = 6{,}626 \cdot 10^{-34}$ $Дж \cdot с$), m – масса частицы, υ – скорость частицы. $\lambda_1 = 2\lambda_2 \Rightarrow \frac{\upsilon_2}{\upsilon_1} = \frac{h}{m\lambda_2}\frac{m\lambda_1}{h} = \frac{\lambda_1}{\lambda_2} = 2 \Rightarrow \upsilon_2 = 2\upsilon_1$. Ответ: 5
Положение бусинки массы $m_б$ = 1 г и положение электрона ($m_э = 9{,}1 \cdot 10^{-31} \approx 10^{-30}$ кг) определены с одинаковой погрешностью $\Delta x = 10^{-7}$ м. Если квантовомеханическая неопределенность х-компоненты скорости бусинки составляет примерно $\Delta \upsilon_{xб} \sim 10^{-24}\, м/с$, то для электрона неопределенность $\Delta \upsilon_{xэ}$ равна … Ответ: 1000 м/с	**Из соотношения неопределенностей Гейзенберга для координаты и соответствующей компоненты импульса $\Delta x \cdot \Delta p_x \geq \hbar$ следует, что $\Delta x \cdot m \cdot \Delta \upsilon_x \geq \hbar$, где Δx – неопределенность координаты, Δp_x – неопределенность х-компоненты импульса, $\Delta \upsilon_x$ – неопределенность х-компоненты скорости, m – масса частицы; $\hbar$ – постоянная Планка, деленная на 2π. Неопределенность х-компоненты скорости можно найти из соотношения $\Delta \upsilon_x \sim \frac{\hbar}{m \cdot \Delta x}$. Следовательно, для бусинки и электрона можно записать следующее выражение: $\frac{\Delta \upsilon_{xэ}}{\Delta \upsilon_{xб}} = \frac{m_б}{m_э}$, откуда** $\Delta \upsilon_{xэ} = \Delta \upsilon_{xб}\frac{m_б}{m_э} \sim 10^{-24}\frac{10^{-3}}{10^{-30}} = 10^3\, м/с$.
Положение пылинки массой $m = 10^{-9}\, кг$ можно установить с неопределенностью $\Delta x = 0{,}1\ мкм$. Учитывая, что постоянная Планка $\hbar = 1{,}05 \cdot 10^{-34}\, Дж \cdot с$, неопределенность скорости $\Delta \upsilon_x$ (в *м/с*) будет не менее … 1: $1{,}05 \cdot 10^{-18}$* 2: $1{,}05 \cdot 10^{-21}$ 3: $1{,}05 \cdot 10^{-24}$ 4: $1{,}05 \cdot 10^{-27}$	Принципу неопределенности Гейзенберга удовлетворяет соотношение: $\Delta x \cdot \Delta p_x \geq \hbar$. Преобразуем его: $\Delta x \cdot m\Delta \upsilon_x \geq \hbar \Rightarrow \Delta \upsilon_x \geq \frac{\hbar}{\Delta x \cdot m}$. Подставим исходные данные: $\Delta \upsilon_x \geq \frac{1{,}05 \cdot 10^{-34}}{0{,}1 \cdot 10^{-6} \cdot 10^{-6} \cdot 10^{-3}}\frac{м}{с} = 1{,}05 \cdot 10^{-18}\frac{м}{с}$. Ответ: 1
Положение атома углерода в кристаллической решетке алмаза определено с погрешностью $\Delta x = 0{,}05\, нм$. Учитывая, что постоянная Планка $\hbar = 1{,}05 \cdot 10^{-34}\, Дж \cdot с$, а масса атома углерода $m = 1{,}99 \cdot 10^{-26}$ кг, неопределенность скорости ΔV_x его теплового движения (в м/с) составляет не менее… 1: 106* 2: 1,06	Принципу неопределенности Гейзенберга удовлетворяет соотношение: $\Delta x \cdot \Delta p_x \geq \hbar$. Преобразуем его: $\Delta x \cdot m\Delta \upsilon_x \geq \hbar \Rightarrow \Delta \upsilon_x \geq \frac{\hbar}{\Delta x \cdot m}$. Подставим исходные данные: $\Delta \upsilon_x \geq \frac{1{,}05 \cdot 10^{-34}}{0{,}05 \cdot 10^{-9} \cdot 1{,}99 \cdot 10^{-26}}\frac{м}{с} = \frac{10{,}5}{0{,}05 \cdot 1{,}99}\frac{м}{с} = 106\frac{м}{с}$. Ответ: 1

3: $9{,}43\cdot10^{-3}$ 4: 0,943	
Электрон локализован в пространстве в пределах $\Delta x = 1{,}0\,мкм$. Учитывая, что постоянная Планка $\hbar = 1{,}05\cdot10^{-34}\,Дж\cdot с$, а масса электрона $m = 9{,}1\cdot10^{-31}\,кг$, неопределенность скорости ΔV_x (в м/с) составляет не менее… 1: 115* 2: 0,115 3: $87\cdot10^{-3}$ 4: 8,7	Принципу неопределенности Гейзенберга удовлетворяет соотношение: $\Delta x\cdot\Delta p_x \ge \hbar$. Преобразуем его: $\Delta x\cdot m\Delta\upsilon_x \ge \hbar \Rightarrow \Delta\upsilon_x \ge \frac{\hbar}{\Delta x\cdot m}$. Подставим исходные данные: $\Delta\upsilon_x \ge \frac{1{,}05\cdot10^{-34}}{10^{-6}\cdot9{,}1\cdot10^{-31}}\frac{м}{с} = \frac{1{,}05\cdot10^{3}}{9{,}1}\frac{м}{с} = 115\frac{м}{с}$. Ответ: 1
Протон локализован в пространстве в пределах $\Delta x = 1{,}0\,мкм$. Учитывая, что постоянная Планка $\hbar = 1{,}05\cdot10^{-34}\,Дж\cdot с$, а масса протона $m = 1{,}67\cdot10^{-27}\,кг$, неопределенность скорости ΔV_x (в м/с) составляет не менее… 1: $6{,}29\cdot10^{-2}$ * 2: $6{,}29\cdot10^{-5}$ 3: $1{,}59\cdot10^{-5}$ 4: $1{,}59\cdot10^{-2}$	Принципу неопределенности Гейзенберга удовлетворяет соотношение: $\Delta x\cdot\Delta p_x \ge \hbar$. Преобразуем его: $\Delta x\cdot m\Delta\upsilon_x \ge \hbar \Rightarrow \Delta\upsilon_x \ge \frac{\hbar}{\Delta x\cdot m}$. Подставим исходные данные: $\Delta\upsilon_x \ge \frac{1{,}05\cdot10^{-34}}{10^{-6}\cdot1{,}67\cdot10^{-27}}\frac{м}{с} = \frac{0{,}105}{1{,}67}\frac{м}{с} = 6{,}29\cdot10^{-2}\frac{м}{с}$. Ответ: 1
В опыте Дэвиссона и Джермера исследовалась дифракция прошедших ускоряющее напряжение электронов на монокристалле никеля. Если ускоряющее напряжение уменьшить в 2 раза, то длина волны де Бройля электрона … Ответ: увеличится в $\sqrt{2}$ раз Варианты ответа: 1. увеличится в 2 раза 2. увеличится в $\sqrt{2}$ раз 3. уменьшится в $\sqrt{2}$ раз 4. уменьшится в 2 раза	Длина волны де Бройля $\lambda = \frac{h}{p}$, где h – постоянная Планка, p – импульс частицы. При прохождении электроном ускоряющего напряжения увеличивается его кинетическая энергия. Если считать начальную скорость электрона равной нулю, то $\frac{m\upsilon^2}{2} = eU$, где m и e – масса и заряд электрона, U – ускоряющее напряжение, υ – приобретенная электроном скорость. После преобразований получим $\frac{p^2}{2m} = eU$, или $p = \sqrt{2meU}$. Следовательно, $\lambda = \frac{h}{\sqrt{2meU}}$, и при уменьшении ускоряющего напряжения U в 2 раза длина волны де Бройля электрона λ увеличится в $\sqrt{2}$ раз.
В опыте Дэвиссона и Джермера исследовалась дифракция прошедших ускоряющее напряжение электронов на монокристалле никеля. Если ускоряющее напряжение увеличить в 8 раз, то длина волны де Бройля электрона ✔ ◉ уменьшится в $2\sqrt{2}$ ○ увеличится в 8 ○ уменьшится в 4 ○ увеличится в $4\sqrt{2}$	Длина волны де Бройля $\lambda = \frac{h}{p}$, где h – постоянная Планка, p – импульс частицы. При прохождении электроном ускоряющего напряжения увеличивается его кинетическая энергия. Если считать начальную скорость электрона равной нулю, то $\frac{m\upsilon^2}{2} = eU$, где m и e – масса и заряд электрона, U – ускоряющее напряжение, υ – приобретенная электроном скорость. После преобразова-

	ний получим $\frac{p^2}{2m}=eU$, или $p=\sqrt{2meU}$. Следовательно, $\lambda=\frac{h}{\sqrt{2meU}}$, и при увеличении ускоряющего напряжения U в 8 раз длина волны де Бройля электрона λ уменьшится в $2\sqrt{2}$ раз.
Отношение длин волн де Бройля для дейтрона и α-частицы, прошедших одинаковую ускоряющую разность потенциалов, равно … Ответ: 2	**Дейтрон – ядро тяжелого водорода (дейтерия). Длина волны де Бройля определяется по формуле** $\lambda=\frac{h}{p}$, **где** p **– импульс частицы. Импульс частицы можно выразить через ее кинетическую энергию:** $E_k=\frac{p^2}{2m}\Rightarrow p=\sqrt{2mE_k}$. **По теореме о кинетической энергии, согласно которой работа сил электрического поля идет на приращение кинетической энергии,** $qU_{уск}=\Delta E_k$. **Отсюда можно найти** E_k **в предположении о том, что первоначально частица покоилась** $qU_{уск}=E_k$. **Окончательное выражение для длины волны де Бойля через ускоряющую разность потенциалов имеет вид:** $\lambda=\frac{h}{p}=\frac{h}{\sqrt{2mE_k}}=\frac{h}{\sqrt{2mqU_{уск}}}$. **Учитывая, что** $m_d\cong 2m_p$, $m_\alpha\cong 4m_p$, $q_d=e$, $q_\alpha=2e$, **получим:** $\frac{\lambda_d}{\lambda_\alpha}=\sqrt{\frac{m_\alpha q_\alpha}{m_d q_d}}=\sqrt{4}=2$.
Отношение скоростей протона и α-частицы, длины волн де Бройля которых одинаковы, равно …	✔ (•) 4 ( ) 2 ( ) $\frac{1}{2}$ ( ) $\frac{1}{4}$
Отношение скоростей двух микрочастиц $\frac{\upsilon_1}{\upsilon_2}=4$. Если их длины волн де Бройля удовлетворяют соотношению $\lambda_2=2\lambda_1$, то отношение масс этих частиц $\frac{m_1}{m_2}$ равно …0.5	✔ (•) $\frac{1}{2}$ ( ) 2 ( ) $\frac{1}{4}$ ( ) 4
Среднее время жизни π^0 - мезона равно $1{,}9\cdot10^{-16}\,c$. Энергетическая разрешающая	Соотношение неопределенностей для энергии и времени имеет вид $\Delta E\cdot\Delta t\geq\hbar$, где ΔE – неопределенность в задании энергии (ширина энер-

способность прибора, с помощью которого можно зарегистрировать π^0-мезон, должна быть не менее … (ответ выразите в эВ и округлите до целых; используйте значение постоянной Планка $\hbar = 1{,}05\cdot 10^{-34}\ Дж\cdot с$). Ответ: 3эВ	гетического уровня), Δt – время жизни частицы в данном состоянии. Для того чтобы частицу можно было зарегистрировать с помощью измерительного прибора, его энергетическая разрешающая способность должна быть не менее ΔE. Из соотношения неопределенностей $\Delta E \ge \frac{\hbar}{\Delta t} = \frac{1{,}05\cdot 10^{-34}}{1{,}9\cdot 10^{-16}} = 0{,}55\cdot 10^{-18}\ Дж = 3{,}4\ эВ \approx 3\ эВ$.
Время жизни атома в возбужденном состоянии τ = 10 нс. Учитывая, что постоянная Планка $\hbar = 6{,}6\cdot 10^{-16}\ эВ\cdot с$, ширина энергетического уровня (в эВ) составляет не менее… 1: $6{,}6\cdot 10^{-8}$ * 2: $6{,}6\cdot 10^{-10}$ 3: $1{,}5\cdot 10^{-8}$ 4: $1{,}5\cdot 10^{-10}$	Связь ширины энергетического уровня и времени жизни определяется соотношением неопределенности Гейзенберга: $\Delta E\cdot\Delta t \ge \hbar$. Отсюда $\Delta E \ge \frac{\hbar}{\Delta t} = \frac{6{,}6\cdot 10^{-16}}{10\cdot 10^{-9}}\frac{эВ\cdot с}{с} = 6{,}6\cdot 10^{-8}\ эВ$. Ответ: 1
Ширина следа электрона на фотографии, полученной с использованием камеры Вильсона, составляет $1\ мм$. Учитывая, что постоянная Планка $\hbar = 1{,}05\cdot 10^{-34}\ Дж\cdot с$, а масса электрона $m_e = 9{,}1\cdot 10^{-31}\ кг$, неопределенность в определении скорости электрона будет не менее $0{,}12\ \frac{м}{с}$ …	

27. Уравнение Шредингера (общие свойства).

С помощью волновой функции, являющейся решением уравнения Шредингера, можно определить … Варианты ответа: ☐ **вероятность того, что частица находится в определенной области пространства** ☐ **траекторию частицы** ☐ **средние значения физических величин, характеризующих частицу** ☐ **местонахождение частицы**	**Величина $\|\psi\|^2$ имеет смысл плотности вероятности (вероятности, отнесенной к единице объема), т.е. определяет вероятность пребывания частицы в соответствующем месте пространства. Тогда вероятность W обнаружения частицы в определенной области пространства равна $W = \int_V \|\psi\|^2 dV$.**
Установите соответствие между квантовомеханическими задачами и уравнениями Шредингера для них. 1. Электрон в одномерном потенциальном ящике с бесконечно высокими стенками 2. Линейный гармонический осциллятор 3. Электрон в атоме водорода Ответ: 1-3, 2-1, 3-4	Общий вид стационарного уравнения Шредингера: $\nabla^2\psi + \frac{2m}{\hbar^2}(E-U)\psi = 0$. Здесь $U = U(x,y,z)$ – потенциальная энергия частицы, $\nabla^2 = \Delta$ – оператор Лапласа. Для одно-

Варианты ответа: 1. $\frac{\partial^2\psi}{\partial x^2}+\frac{2m}{\hbar^2}\left(E-\frac{kx^2}{2}\right)\psi=0$ 2. $\frac{\partial^2\psi}{\partial x^2}+\frac{2m}{\hbar^2}(E-U_0)\psi=0$ 3. $\nabla^2\psi+\frac{2m}{\hbar^2}E\psi=0$ 4. $\nabla^2\psi+\frac{2m}{\hbar^2}(E+\frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0 r})\psi=0$ 5. $\frac{\partial^2\psi}{\partial x^2}+\frac{2m}{\hbar^2}E\psi=0$	мерного случая $\nabla^2=\frac{d^2}{dx^2}$. Выражение для потенциальной энергии линейного гармонического осциллятора, т.е. частицы, совершающей одномерное движение под действием квазиупругой силы $F_x=-kx$, имеет вид $U=\frac{kx^2}{2}$. Значение потенциальной энергии электрона в потенциальном ящике с бесконечно высокими стенками $U=0$. Электрон в водородоподобном атоме обладает потенциальной энергией $U=-\frac{Ze^2}{4\pi\varepsilon_0 r}$. Для атома водорода $Z=1$. Таким образом, для электрона в одномерном потенциальном ящике уравнение Шредингера имеет следующий вид: $\frac{\partial^2\psi}{\partial x^2}+\frac{2m}{\hbar^2}E\psi=0$; для линейного гармонического осциллятора – $\frac{\partial^2\psi}{\partial x^2}+\frac{2m}{\hbar^2}\left(E-\frac{kx^2}{2}\right)\psi=0$; для электрона в атоме водорода – $\nabla^2\psi+\frac{2m}{\hbar^2}(E+\frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0 r})\psi=0$.
Установите соответствие уравнений Шрёдингера их физическому смыслу: 1. нестационарное 2. стационарное для микрочастицы в потенциальной одномерной яме 3. стационарное для электрона в атоме водорода 4. стационарное для гармонического осциллятора 1. А. $\Delta\psi+\frac{2m}{\hbar^2}(E+\frac{Ze^2}{4\pi\varepsilon_0 r})\psi=0$ Б. $\frac{d^2\psi}{dx^2}+\frac{2m}{\hbar^2}(E-\frac{m\omega_0^2x^2}{2})\psi=0$ В. $\frac{d^2\psi}{dx^2}+\frac{2m}{\hbar^2}E\psi=0$ Г. $-\frac{\hbar^2}{2m}\nabla\psi+U\psi=i\hbar\frac{\partial\psi}{\partial t}$ Д. $\nabla\psi+\frac{2m}{\hbar^2}E\psi=0$	1: 1Г, 2Б, 3А, 4В 2: 1Г, 2В, 3А, 4Б* 3: 1А, 2Б, 3Г, 4В 4: 1В, 2Б, 3А, 4Д Уравнение Шрёдингера имеет вид: $-\frac{\hbar}{2m}\Delta\psi+U\psi=i\hbar\frac{\partial\psi}{\partial t}$. Это уравнение называется временны’м (нестационарным) уравнением Шрёдингера. Стационарное уравнение Шрёдингера имеет вид: $\Delta\psi+\frac{2m}{\hbar^2}(E-U)\psi=0$ Стационарное уравнение Шрёдингера для частицы в одномерной бесконечно глубокой потенциальной яме имеет вид: $\frac{\partial^2\psi}{\partial x^2}+\frac{2m}{\hbar^2}E\psi=0$ Стационарное уравнение Шрёдингера для частицы в трехмерной бесконечно глубокой потенциальной яме имеет вид: $\Delta\psi+\frac{2m}{\hbar^2}E\psi=0$ или $\nabla^2\psi+\frac{2m}{\hbar^2}E\psi=0$ Стационарное уравнение Шрёдингера для электрона в водородоподобном атоме имеет вид:

	$\Delta\psi + \frac{2m}{\hbar^2}\left(E + \frac{Ze^2}{4\pi\varepsilon_0 r}\right)\psi = 0$ или $\nabla^2\psi + \frac{2m}{\hbar^2}\left(E + \frac{Ze^2}{4\pi\varepsilon_0 r}\right)\psi = 0$ Стационарное уравнение Шрёдингера для гармонического осциллятора имеет вид: $\frac{\partial^2\psi}{\partial x^2} + \frac{2m}{\hbar^2}\left(E - \frac{m\omega_0^2 x^2}{2}\right)\psi = 0$ Ответ: 2
Стационарное уравнение Шредингера в общем случае имеет вид $\nabla^2\psi + \frac{2m}{\hbar^2}(E-U)\psi = 0$. Здесь $U = U(x,y,z)$ – потенциальная энергия микрочастицы. Движение частицы вдоль оси OX под действием квазиупругой силы описывает уравнение … ✔ ○ $\frac{d^2\psi}{dx^2} + \frac{2m}{\hbar^2}\left(E - \frac{kx^2}{2}\right)\psi = 0$ ○ $\frac{d^2\psi}{dx^2} + \frac{2m}{\hbar^2}E\psi = 0$ ⊙ $\frac{d^2\psi}{dx^2} + \frac{2m}{\hbar^2}(E - U_0)\psi = 0$ ○ $\nabla^2\psi + \frac{2m}{\hbar^2}(E + \frac{Ze^2}{4\pi\varepsilon_0 r})\psi = 0$	Для частицы, движущейся вдоль оси OX под действием квазиупругой силы, то есть силы, пропорциональной отклонению x частицы от положения равновесия, выражение для потенциальной энергии имеет вид $U = \frac{kx^2}{2}$. Кроме того, для одномерного случая $\nabla^2 = \frac{d^2}{dx^2}$. Поэтому движение частицы вдоль оси OX под действием квазиупругой силы описывает уравнение $\frac{d^2\psi}{dx^2} + \frac{2m}{\hbar^2}\left(E - \frac{kx^2}{2}\right)\psi = 0$.
Стационарное уравнение Шредингера в общем случае имеет вид $\nabla^2\psi + \frac{2m}{\hbar^2}(E-U)\psi = 0$. Здесь $U = U(x,y,z)$ – потенциальная энергия микрочастицы. Движение частицы в трехмерном бесконечно глубоком потенциальном ящике описывает уравнение … ✔ ○ $\nabla^2\psi + \frac{2m}{\hbar^2}E\psi = 0$ ○ $\nabla^2\psi + \frac{2m}{\hbar^2}(E + \frac{Ze^2}{4\pi\varepsilon_0 r})\psi = 0$ ⊙ $\frac{d^2\psi}{dx^2} + \frac{2m}{\hbar^2}E\psi = 0$ ○ $\nabla^2\psi + \frac{2m}{\hbar^2}(E - U_0)\psi = 0$	Бесконечная глубина ящика (ямы) означает, что потенциальная энергия частицы внутри ящика равна нулю, а вне ящика – бесконечности. Таким образом, $U = 0$. Поэтому движение частицы в трехмерном бесконечно глубоком потенциальном ящике описывает уравнение $\nabla^2\psi + \frac{2m}{\hbar^2}E\psi = 0$.

Стационарное уравнение Шредингера в общем случае имеет вид: $\nabla^2\psi + \frac{2m}{\hbar^2}(E-U)\psi = 0$, где U – потенциальная энергия микрочастицы. Электрону в атоме водорода соответствует уравнение … $\nabla^2\psi + \frac{2m}{\hbar^2}E\psi = 0$ $\nabla^2\psi + \frac{2m}{\hbar^2}(E + \frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0 r})\psi = 0$ $\frac{\partial^2\psi}{\partial x^2} + \frac{2m}{\hbar^2}E\psi = 0$ $\frac{\partial^2\psi}{\partial x^2} + \frac{2m}{\hbar^2}\left(E - \frac{m\omega^2 x^2}{2}\right)\psi = 0$	Потенциальная энергия взаимодействия электрона с ядром в водородоподобном атоме определяется выражением $U = -\frac{Ze^2}{4\pi\varepsilon_0 r}$, где Ze – заряд ядра, e – заряд электрона, r – радиус орбиты электрона. Для атома водорода $Z = 1$. Следовательно, уравнение $\nabla^2\psi + \frac{2m}{\hbar^2}(E + \frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0 r})\psi = 0$ соответствует электрону в атоме водорода.
Стационарное уравнение Шредингера в общем случае имеет вид $\nabla^2\psi + \frac{2m}{\hbar^2}(E-U)\psi = 0$. Здесь $U = U(x,y,z)$ – потенциальная энергия микрочастицы. Электрону в одномерном потенциальном ящике с бесконечно высокими стенками соответствует уравнение … $\frac{d^2\psi}{dx^2} + \frac{2m}{\hbar^2}E\psi = 0$ $\frac{d^2\psi}{dx^2} + \frac{2m}{\hbar^2}\left(E - \frac{kx^2}{2}\right)\psi = 0$ $\nabla^2\psi + \frac{2m}{\hbar^2}E\psi = 0$ $\frac{d^2\psi}{dx^2} + \frac{2m}{\hbar^2}(E - U_0)\psi = 0$	
Стационарное уравнение Шредингера в общем случае имеет вид: $\nabla\psi + \frac{2m}{\hbar^2}(E-U)\psi = 0$, где U – потенциальная энергия микрочастицы. Линейному гармоническому осциллятору соответствует уравнение … $\frac{\partial^2\psi}{\partial x^2} + \frac{2m}{\hbar^2}E\psi = 0$ $\nabla\psi + \frac{2m}{\hbar^2}E\psi = 0$ $\frac{\partial^2\psi}{\partial x^2} + \frac{2m}{\hbar^2}\left(E - \frac{m\omega^2 x^2}{2}\right)\psi = 0$ $\nabla\psi + \frac{2m}{\hbar^2}\left(E + \frac{ze^2}{4\pi\varepsilon_0 r}\right)\psi = 0$	Правильный ответ 3.

Стационарное уравнение Шредингера $\frac{d^2\psi}{dx^2}+\frac{2m}{\hbar^2}(E-U)\psi=0$ описывает линейный гармонический осциллятор, если потенциальная энергия U имеет вид …	✔ ◉ $U=\frac{m\omega^2x^2}{2}$ ○ $U=-\frac{Ze^2}{4\pi\varepsilon_0 r}$ ○ $U=0$ ○ $U=U_0=const$
Стационарное уравнение Шредингера в общем случае имеет вид $\nabla^2\psi+\frac{2m}{\hbar^2}(E-U)\psi=0$. Здесь $U=U(x,y,z)$ – потенциальная энергия микрочастицы. Одномерное движение свободной частицы описывает уравнение …	✔ ◉ $\frac{d^2\psi}{dx^2}+\frac{2m}{\hbar^2}E\psi=0$ ○ $\frac{d^2\psi}{dx^2}+\frac{2m}{\hbar^2}\left(E-\frac{kx^2}{2}\right)\psi=0$ ○ $\nabla^2\psi+\frac{2m}{\hbar^2}E\psi=0$ ○ $\frac{d^2\psi}{dx^2}+\frac{2m}{\hbar^2}(E-U_0)\psi=0$
Стационарное уравнение Шредингера имеет вид $\nabla^2\psi+\frac{2m}{\hbar^2}E\psi=0$. Это уравнение описывает движение …	✔ ◉ частицы в трехмерном бесконечно глубоком потенциальном ящике ○ частицы в одномерном бесконечно глубоком потенциальном ящике ○ линейного гармонического осциллятора ○ электрона в водородоподобном атоме
Стационарное уравнение Шредингера имеет вид $\frac{d^2\psi}{dx^2}+\frac{2m}{\hbar^2}E\psi=0$. Это уравнение записано для … Ответ: частицы в одномерном потенциальном ящике с бесконечно высокими стенками Варианты ответа: 1. частицы в трехмерном потенциальном ящике с бесконечно высокими стенками 2. частицы в одномерном потенциальном ящике с бесконечно высокими стенками 3. электрона в атоме водорода 4. линейного гармонического осциллятора	Стационарное уравнение Шредингера в общем случае имеет вид $\nabla^2\psi+\frac{2m}{\hbar^2}(E-U)\psi=0$, где U – потенциальная энергия микрочастицы. Для одномерного случая $\nabla^2=\frac{d^2}{dx^2}$. Кроме того, внутри потенциального ящика U = 0, а вне ящика частица находиться не может, т.к. его стенки бесконечно высоки. Поэтому данное уравнение Шредингера записано для частицы в одномерном ящике с бесконечно высокими стенками
Стационарным уравнением Шрёдингера для линейного гармонического осциллятора является уравнение … : $\frac{d^2\psi}{dx^2}+\frac{2m}{\hbar^2}(E-\frac{m\omega_0^2x^2}{2})\psi=0$ * 2: $\Delta\psi+\frac{2m}{\hbar^2}(E+\frac{Ze^2}{4\pi\varepsilon_0 r})\psi=0$ 3: $\Delta\psi+\frac{2m}{\hbar^2}E\psi=0$ 4: $\frac{d^2\psi}{dx^2}+\frac{2m}{\hbar^2}E\psi=0$	<u>Ответ: 1</u>
Стационарным уравнением Шрёдингера для	<u>Ответ: 1</u>

частицы в трехмерном ящике с бесконечно высокими стенками является уравнение… 1: $\Delta\psi + \frac{2m}{\hbar^2}E\psi = 0$ * 2: $\frac{d^2\psi}{dx^2} + \frac{2m}{\hbar^2}(E - \frac{m\omega_0{}^2 x^2}{2})\psi = 0$ 3: $\frac{d^2\psi}{dx^2} + \frac{2m}{\hbar^2}E\psi = 0$ 4: $\Delta\psi + \frac{2m}{\hbar^2}(E + \frac{Ze^2}{4\pi\varepsilon_0 r})\psi = 0$	
Стационарным уравнением Шрёдингера для частицы в одномерном ящике с бесконечно высокими стенками является уравнение… 1: $\frac{d^2\psi}{dx^2} + \frac{2m}{\hbar^2}E\psi = 0$ * 2: $\Delta\psi + \frac{2m}{\hbar^2}E\psi = 0$ 3: $\frac{d^2\psi}{dx^2} + \frac{2m}{\hbar^2}(E - \frac{m\omega_0{}^2 x^2}{2})\psi = 0$ 4: $\Delta\psi + \frac{2m}{\hbar^2}(E + \frac{Ze^2}{4\pi\varepsilon_0 r})\psi = 0$	Ответ: 1
Стационарным уравнением Шрёдингера для электрона в водородоподобном ионе является уравнение… 1: $\Delta\psi + \frac{2m}{\hbar^2}(E + \frac{Ze^2}{4\pi\varepsilon_0 r})\psi = 0$ * 2: $\Delta\psi + \frac{2m}{\hbar^2}E\psi = 0$ 3: $\frac{d^2\psi}{dx^2} + \frac{2m}{\hbar^2}E\psi = 0$ 4: $\frac{d^2\psi}{dx^2} + \frac{2m}{\hbar^2}(E - \frac{m\omega_0{}^2 x^2}{2})\psi = 0$	Ответ: 1
Нестационарным уравнением Шредингера является уравнение … ✔ $-\frac{\hbar^2}{2m}\Delta\Psi + U(x,y,z,t)\Psi = i\hbar\frac{\partial\Psi}{\partial t}$ $\Delta\psi + \frac{2m}{\hbar^2}(E + \frac{Ze^2}{4\pi\varepsilon_0 r})\psi = 0$ $\nabla^2\psi + \frac{2m}{\hbar^2}E\psi = 0$ $\frac{d^2\psi}{dx^2} + \frac{2m}{\hbar^2}(E - \frac{m\omega_0{}^2 x^2}{2})\psi = 0$	
Стационарное уравнение Шредингера имеет	Стационарное уравнение Шредингера в общем

вид $\Delta\psi+\frac{2m}{\hbar^2}(E+\frac{Ze^2}{4\pi\varepsilon_0 r})\psi=0$. Это уравнение описывает … ✔ ○ электрон в водородоподобном атоме ◉ движение свободной частицы ○ электрон в трехмерном потенциальном я ○ линейный гармонический осциллятор	случае имеет вид $\nabla^2\psi+\frac{2m}{\hbar^2}(E-U)\psi=0$. Здесь $U=U(x,y,z)$ – потенциальная энергия микрочастицы. В данной задаче $U=-\frac{Ze^2}{4\pi\varepsilon_0 r}$. Это выражение представляет собой потенциальную энергию электрона в водородоподобном атоме. Поэтому приведенное уравнение Шредингера описывает электрон в водородоподобном атоме.
Стационарное уравнение Шредингера $\frac{d^2\psi}{dx^2}+\frac{2m}{\hbar^2}\left(E-\frac{kx^2}{2}\right)\psi=0$ имеет вид . Это уравнение описывает … ✔ ◉ линейный гармонический осциллятор ○ движение свободной частицы ○ электрон в трехмерном потенциальном ящике ○ электрон в водородоподобном атоме	
Из предложенных утверждений: 1) уравнение стационарно; 2) уравнение соответствует трехмерному случаю; 3) уравнение характеризует состояние частицы в бесконечно глубоком прямоугольном потенциальном ящике; 4) уравнение характеризует движение частицы вдоль оси ОХ под действием квазиупругой силы, пропорциональной смещению частицы от положения равновесия, Выберите те, которые являются справедливыми для уравнения Шредингера $\frac{\partial^2\psi}{\partial x^2}+\frac{2m}{\hbar^2}\left(E-\frac{m\omega^2x^2}{2}\right)\psi=0$ … Ответ: уравнение стационарно; уравнение характеризует движение частицы вдоль оси ОХ под действием квазиупругой силы, пропорциональной смещению частицы от положения равновесия,	Уравнение стационарно, так как волновая функция ψ не зависит от времени (отсутствует производная по времени). Потенциальная энергия $U=\frac{m\omega^2x^2}{2}=\frac{kx^2}{2}$ соответствует гармоническому осциллятору, то есть движению частицы под действием квазиупругой силы. Следовательно, верными являются ответы 1 и 4.
Стационарное уравнение Шредингера $\nabla^2\psi+\frac{2m}{\hbar^2}(E-U)\psi=0$ описывает движение свободной частицы, если потенциальная энергия U имеет вид	Стационарное уравнение Шредингера в общем случае имеет вид $\nabla^2\psi+\frac{2m}{\hbar^2}(E-U)\psi=0$. Здесь $U=U(x,y,z)$ – потенциальная энергия частицы. Свободной называется частица, не подверженная действию силовых полей. Это означает, что $U=0$. В этом случае приведенное уравнение Шредингера описывает движение свободной частицы.

- $U = 0$
- $U = \dfrac{kx^2}{2}$
- $U = -\dfrac{Ze^2}{4\pi\varepsilon_0 r}$
- $U = U_0 = const$

…

Стационарное уравнение Шредингера $\nabla^2\psi + \dfrac{2m}{\hbar^2}(E - U)\psi = 0$ описывает электрон в водородоподобном атоме, если потенциальная энергия U имеет вид …

- $U = -\dfrac{Ze^2}{4\pi\varepsilon_0 r}$
- $U = \dfrac{kx^2}{2}$
- $U = 0$
- $U = U_0 = const$

Верным для уравнения Шредингера $\nabla^2\psi + \dfrac{2m}{\hbar^2}(E + \dfrac{Ze^2}{4\pi\varepsilon_0 r})\psi = 0$ является утверждение:

- **Уравнение характеризует движение электрона в водородоподобном атоме.**
- **Уравнение соответствует одномерному случаю.**
- **Уравнение является нестационарным.**
- **Уравнение описывает состояние микрочастицы в бесконечно глубоком прямоугольном потенциальном ящике.**

Верным для уравнения Шредингера $\dfrac{d^2\psi}{dx^2} + \dfrac{2m}{\hbar^2}(E - U_0)\psi = 0$, где U_0 = const является утверждение:

- Уравнение характеризует движение микрочастицы в области пространства, где потенциальная энергия – постоянная величина.
- Уравнение соответствует трехмерному случаю.
- Уравнение является нестационарным.
- Уравнение описывает линейный гармонический осциллятор.

Верным для уравнения Шредингера $-\dfrac{\hbar^2}{2m}\Delta\Psi + U(x,y,z,t)\Psi = i\hbar\dfrac{\partial\Psi}{\partial t}$ является утверждение, что оно …

- ✔ ◉ является нестационарным
- ○ соответствует одномерному случаю
- ○ является стационарным
- ○ описывает состояние микрочастицы в одномерном бесконечно глубоком прямоугольном потенциальном ящике

28. Уравнение Шредингера (конкретные ситуации).

Волновая функция частицы в потенциальной яме с бесконечно высокими стенками шириной L имеет вид: $\psi = A\sin\left(\frac{n\pi x}{L}\right)$. Величина импульса этой частицы в основном состоянии равна:

1: $\frac{3\pi\hbar}{2L}$

2: $\frac{\pi\hbar}{L}$*

3: $\frac{\pi\hbar}{2L}$

4: $\frac{2\pi\hbar}{3L}$

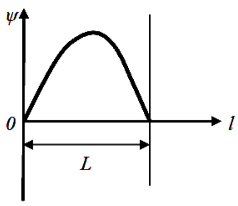
Из уравнения Шрёдингера для частица в потенциальной яме следует следующая формула $\omega^2 = \frac{2mE}{\hbar^2}$.

Из уравнения волновой функции можно утверждать, что $\omega = \frac{n\pi}{L}$. Получаем:

$$\left(\frac{n\pi}{L}\right)^2 = \frac{2m}{\hbar^2}\frac{m\upsilon^2}{2} \Rightarrow \left(\frac{n\pi}{L}\right)^2 = \frac{m^2\upsilon^2}{\hbar^2} \Rightarrow \frac{n\pi}{L} = \frac{m\upsilon}{\hbar} \Rightarrow .$$

$\Rightarrow \frac{n\pi}{L} = \frac{p}{\hbar}$. Итоговая формула выглядит следующим образом: $p = \frac{\pi\hbar n}{L}$. Для основного состояния n=1, а $p = \frac{\pi\hbar}{L}$.

Решение II

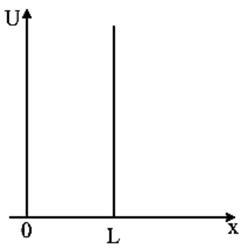


Импульс частицы определяется соотношением $\vec{p} = \hbar\vec{k}$, где $\vec{k}$ – волновой вектор (волновое число $k = \frac{2\pi}{\lambda}$), $\hbar = \frac{2\pi}{\lambda}$ – постоянная Планка. Отсюда модуль импульса $p = \frac{h}{\lambda}$. В основном состоянии (n=1) картина волновой функции ψ=ψ(l) имеет вид, представленный на рисунке.

Отсюда следует $L = \frac{\lambda}{2}$, тогда $p = \frac{h}{2L} = \frac{\hbar\cdot 2\pi}{2L} = \frac{\pi\hbar}{L}$.

<u>Ответ: 2</u>

Волновая функция частицы в потенциальной яме с бесконечно высокими стенками шириной L имеет вид: $\psi = A\sin\left(\frac{n\pi x}{L}\right)$.



Величина импульса в первом возбужденном состоянии (n = 2) равна:

1: $\frac{2\hbar\pi}{L}$*

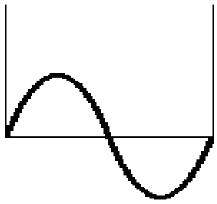
Из уравнения Шрёдингера для частица в потенциальной яме следует следующая формула $\omega^2 = \frac{2mE}{\hbar^2}$.

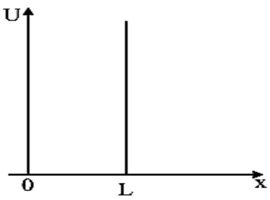
Из уравнения волновой функции можно утверждать, что $\omega = \frac{n\pi}{L}$. Получаем:

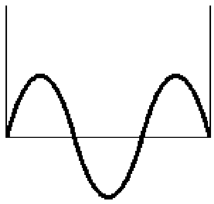
$$\left(\frac{n\pi}{L}\right)^2 = \frac{2m}{\hbar^2}\frac{m\upsilon^2}{2} \Rightarrow \left(\frac{n\pi}{L}\right)^2 = \frac{m^2\upsilon^2}{\hbar^2} \Rightarrow \frac{n\pi}{L} = \frac{m\upsilon}{\hbar} \Rightarrow .$$

$\Rightarrow \frac{n\pi}{L} = \frac{p}{\hbar}$. Итоговая формула выглядит следующим образом: $p = \frac{\pi\hbar n}{L}$. Для первого возбуждённого состояния n=2, а $p = \frac{2\pi\hbar}{L}$.

Решение II

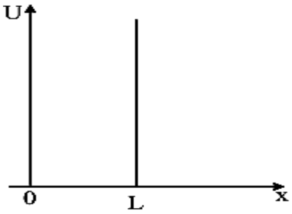
<table>
<tr>
<td>2: $\frac{\hbar\pi}{2L}$
3: $\frac{2\hbar\pi}{3L}$
4: $\frac{3\hbar\pi}{2L}$</td>
<td>
Импульс частицы определяется соотношением $\vec{p} = \hbar\vec{k}$, где $\vec{k}$ – волновой вектор (волновое число $k = \frac{2\pi}{\lambda}$), $\hbar = \frac{2\pi}{\lambda}$ – постоянная Планка. Отсюда модуль импульса $p = \frac{h}{\lambda}$. В первом возбуждённом состоянии (n=2) картина волновой функции ψ=ψ(l) имеет вид, представленный на рисунке. Отсюда следует $L = \lambda$, тогда $p = \frac{h}{L} = \frac{\hbar \cdot 2\pi}{L} = \frac{2\pi\hbar}{L}$.

<u>Ответ: 1</u></td>
</tr>
<tr>
<td>Волновая функция частицы в потенциальной яме с бесконечно высокими стенками шириной L имеет вид: $\psi = A\sin\left(\frac{n\pi x}{L}\right)$.


Величина импульса во втором возбужденном состоянии (n = 3) равна:
1: $\frac{3\hbar\pi}{L}$ *
2: $\frac{\hbar\pi}{L}$
3: $\frac{2\hbar\pi}{3L}$
4: $\frac{\hbar\pi}{2L}$</td>
<td>Из уравнения Шрёдингера для частицы в потенциальной яме следует следующая формула $\omega^2 = \frac{2mE}{\hbar^2}$.
Из уравнения волновой функции можно утверждать, что $\omega = \frac{n\pi}{L}$. Получаем: $\left(\frac{n\pi}{L}\right)^2 = \frac{2m}{\hbar^2}\frac{m\upsilon^2}{2} \Rightarrow \left(\frac{n\pi}{L}\right)^2 = \frac{m^2\upsilon^2}{\hbar^2} \Rightarrow \frac{n\pi}{L} = \frac{m\upsilon}{\hbar} \Rightarrow \cdot$
$\Rightarrow \frac{n\pi}{L} = \frac{p}{\hbar}$. Итоговая формула выглядит следующим образом: $p = \frac{\pi\hbar n}{L}$. Для второго возбуждённого состояния n=3, а $p = \frac{3\pi\hbar}{L}$.
Решение II

Импульс частицы определяется соотношением $\vec{p} = \hbar\vec{k}$, где $\vec{k}$ – волновой вектор (волновое число $k = \frac{2\pi}{\lambda}$), $\hbar = \frac{2\pi}{\lambda}$ – постоянная Планка. Отсюда модуль импульса $p = \frac{h}{\lambda}$. В первом возбуждённом состоянии (n=3) картина волновой функции ψ=ψ(l) имеет вид, представленный на рисунке. Отсюда следует $L = \frac{3\lambda}{2}$, тогда $p = \frac{3h}{2L} = \frac{3\hbar \cdot 2\pi}{2L} = \frac{3\pi\hbar}{L}$.

<u>Ответ: 1</u></td>
</tr>
<tr>
<td>Волновая функция частицы в потенциальной яме с бесконечно высокими стенками шириной L имеет вид: $\psi = A\sin\left(\frac{n\pi x}{L}\right)$.</td>
<td>Из уравнения Шрёдингера для частицы в потенциальной яме следует следующая формула $\omega^2 = \frac{2mE}{\hbar^2}$.
Из уравнения волновой функции можно утверждать, что $\omega = \frac{n\pi}{L}$. Получаем:</td>
</tr>
</table>

<table>
<tr>
<td>



Если величина импульса частицы равна $\frac{\hbar\pi}{L}$, то частица находится на энергетическом уровне с номером…
1: n=1*
2: n=2
3: n=3
4: n=4

</td>
<td>

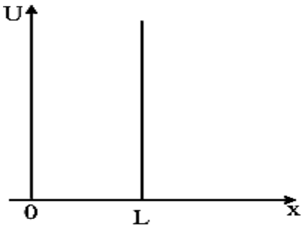
$\left(\frac{n\pi}{L}\right)^2 = \frac{2m}{\hbar^2}\frac{m\upsilon^2}{2} \Rightarrow \left(\frac{n\pi}{L}\right)^2 = \frac{m^2\upsilon^2}{\hbar^2} \Rightarrow \frac{n\pi}{L} = \frac{m\upsilon}{\hbar} \Rightarrow \cdot$

$\Rightarrow \frac{n\pi}{L} = \frac{p}{\hbar}$. Итоговая формула выглядит следующим образом: $p = \frac{\pi\hbar n}{L}$. Отсюда $n = \frac{pL}{\pi\hbar}$ После подстановки из условия задания $p = \frac{\pi\hbar}{L}$ получаем $n = 1$.
Решение II
Импульс частицы определяется соотношением $\vec{p} = \hbar\vec{k}$, где $\vec{k}$ – волновой вектор (волновое число $k = \frac{2\pi}{\lambda}$), $\hbar = \frac{2\pi}{\lambda}$ – постоянная Планка. Отсюда модуль импульса $p = \frac{h}{\lambda} = \frac{2\pi\hbar}{\lambda}$. Ширина потенциальной ямы $L = \frac{n\lambda}{2} \Rightarrow \frac{\lambda}{2} = \frac{L}{n}$. После подстановки имеем $p = \frac{n\pi\hbar}{L} \Rightarrow n = \frac{pL}{\pi\hbar}$. Учитывая, что по условию задания $p = \frac{\pi\hbar}{L}$, имеем $n = \frac{\pi\hbar L}{\pi\hbar L} = 1$.

<u>Ответ: 1</u>

</td>
</tr>
<tr>
<td>

Волновая функция частицы в потенциальной яме с бесконечно высокими стенками шириной L имеет вид: $\psi = A\sin\left(\frac{n\pi x}{L}\right)$.



Если величина импульса частицы равна $\frac{2\hbar\pi}{L}$, то частица находится на энергетическом уровне с номером…
1: n=2*
2: n=1
3: n=3
4: n=4

</td>
<td>

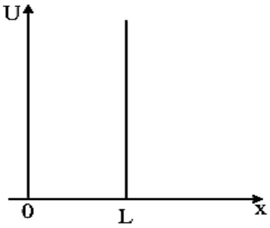
Из уравнения Шрёдингера для частицы в потенциальной яме следует следующая формула $\omega^2 = \frac{2mE}{\hbar^2}$.
Из уравнения волновой функции можно утверждать, что $\omega = \frac{n\pi}{L}$. Получаем:

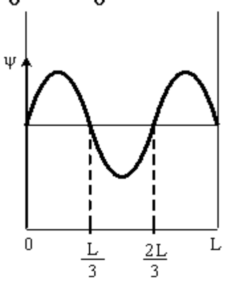
$\left(\frac{n\pi}{L}\right)^2 = \frac{2m}{\hbar^2}\frac{m\upsilon^2}{2} \Rightarrow \left(\frac{n\pi}{L}\right)^2 = \frac{m^2\upsilon^2}{\hbar^2} \Rightarrow \frac{n\pi}{L} = \frac{m\upsilon}{\hbar} \Rightarrow \cdot$

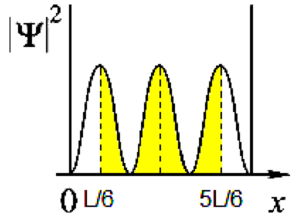
$\Rightarrow \frac{n\pi}{L} = \frac{p}{\hbar}$. Итоговая формула выглядит следующим образом: $p = \frac{\pi\hbar n}{L}$. Отсюда $n = \frac{pL}{\pi\hbar}$ После подстановки из условия задания $p = \frac{2\pi\hbar}{L}$ получаем $n = 2$.
Решение II
Импульс частицы определяется соотношением $\vec{p} = \hbar\vec{k}$, где $\vec{k}$ – волновой вектор (волновое число $k = \frac{2\pi}{\lambda}$), $\hbar = \frac{2\pi}{\lambda}$ – постоянная Планка. Отсюда модуль импульса $p = \frac{h}{\lambda} = \frac{2\pi\hbar}{\lambda}$. Ширина потенциальной ямы $L = \frac{n\lambda}{2} \Rightarrow \frac{\lambda}{2} = \frac{L}{n}$. После подстановки имеем $p = \frac{n\pi\hbar}{L} \Rightarrow n = \frac{pL}{\pi\hbar}$. Учитывая, что по условию задания $p = \frac{2\pi\hbar}{L}$, имеем $n = \frac{2\pi\hbar L}{\pi\hbar L} = 2$.

<u>Ответ: 1</u>

</td>
</tr>
</table>

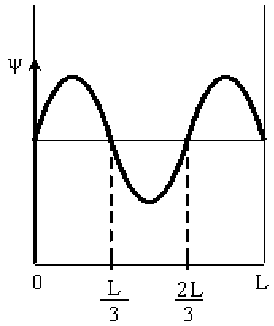
<table>
<tr><td></td><td></td></tr>
<tr><td>Волновая функция частицы в потенциальной яме с бесконечно высокими стенками шириной L имеет вид: $\psi = A\sin\left(\frac{n\pi x}{L}\right)$.


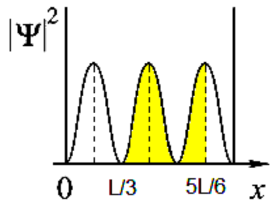
Если величина импульса частицы равна $\frac{3\hbar\pi}{L}$, то частица находится на энергетическом уровне с номером…
1: n=3*
2: n=1
3: n=2
4: n=4</td><td>Из уравнения Шрёдингера для частицы в потенциальной яме следует следующая формула $\omega^2 = \frac{2mE}{\hbar^2}$.
Из уравнения волновой функции можно утверждать, что $\omega = \frac{n\pi}{L}$. Получаем:
$\left(\frac{n\pi}{L}\right)^2 = \frac{2m}{\hbar^2}\frac{m\upsilon^2}{2} \Rightarrow \left(\frac{n\pi}{L}\right)^2 = \frac{m^2\upsilon^2}{\hbar^2} \Rightarrow \frac{n\pi}{L} = \frac{m\upsilon}{\hbar} \Rightarrow$.
$\Rightarrow \frac{n\pi}{L} = \frac{p}{\hbar}$. Итоговая формула выглядит следующим образом: $p = \frac{\pi\hbar n}{L}$. Отсюда $n = \frac{pL}{\pi\hbar}$ После подстановки из условия задания $p = \frac{3\pi\hbar}{L}$ получаем $n = 3$.
Решение II
Импульс частицы определяется соотношением $\vec{p} = \hbar\vec{k}$, где $\vec{k}$ – волновой вектор (волновое число $k = \frac{2\pi}{\lambda}$), $\hbar = \frac{2\pi}{\lambda}$ – постоянная Планка. Отсюда модуль импульса $p = \frac{h}{\lambda} = \frac{2\pi\hbar}{\lambda}$. Ширина потенциальной ямы $L = \frac{n\lambda}{2} \Rightarrow \frac{\lambda}{2} = \frac{L}{n}$. После подстановки имеем $p = \frac{n\pi\hbar}{L} \Rightarrow n = \frac{pL}{\pi\hbar}$. Учитывая, что по условию задания $p = \frac{3\pi\hbar}{L}$, имеем $n = \frac{3\pi\hbar L}{\pi\hbar L} = 3$.
<u>Ответ: 1</u></td></tr>
<tr><td>Вероятность обнаружить электрон на участке (a,b) одномерного потенциального ящика с бесконечно высокими стенками вычисляется по формуле $W = \int_a^b \omega\, dx$, где ω – плотность вероятности, определяемая ψ-функцией. Если ψ-функция имеет вид, указанный на рисунке, то вероятность обнаружить электрон на участке $\frac{L}{6} < x < \frac{5L}{6}$ равна…


1: $\frac{2}{3}$ *
2: $\frac{1}{2}$</td><td>Решение уравнения Шрёдингера для микрочастицы в потенциальной яме с бесконечно высокими стенками ψ –функция имеет вид $\psi = \sqrt{\frac{2}{L}}\sin\left(\frac{\pi n}{L}x\right)$, а $\omega = \lvert\psi\rvert^2$ – плотность вероятности, имеет вид $\lvert\psi\rvert^2 = \frac{2}{L}\sin^2\left(\frac{\pi n}{L}x\right)$. Соответственно вероятность в условиях задания ($\frac{L}{6} < x < \frac{5L}{6}$, n=3) будет равна:
$P = \int_{L/6}^{5L/6}\lvert\psi\rvert^2 dx = \int_{L/6}^{5L/6}\frac{2}{L}\sin^2\left(\frac{3\pi}{L}x\right)dx = \frac{2}{L}\int_{L/6}^{5L/6}\frac{1}{2}\left[1-\cos\left(\frac{6\pi}{L}x\right)\right]dx = \frac{1}{L}\int_{L/6}^{5L/6}\left[1-c\right.$
$= \frac{1}{L}\left[x\Big|_{L/6}^{5L/6} - \frac{L}{6\pi}\sin\left(\frac{6\pi}{L}x\right)\Big|_{L/6}^{5L/6}\right] = \frac{1}{L}\left[\frac{5L}{6} - \frac{L}{6} - \frac{L}{6\pi}\sin\left(\frac{6\pi}{L}\frac{5L}{6}\right) + \frac{L}{6\pi}\sin\left(\right.\right.$
.


Решение II
Полная вероятность $\int_0^L \lvert\psi\rvert^2 dx = 1$. График полной вероятности в данном случае показан на рисунке. С</td></tr>
</table>

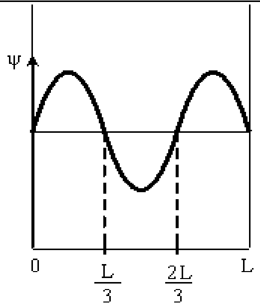
<table>
<tr>
<td>
3: $\frac{5}{6}$
4: $\frac{1}{3}$
</td>
<td>
геометрической точки зрения полная вероятность равна площади под графиком. Всю площадь под графиком можно разделить на 6 равных частей, из которых только 4 (закрашенные) входят в заданный участок, следовательно $P=\frac{4}{6}=\frac{2}{3}$.

<u>Ответ: 1</u>
</td>
</tr>
<tr>
<td>
Вероятность обнаружить электрон на участке (a,b) одномерного потенциального ящика с бесконечно высокими стенками вычисляется по формуле $W=\int_a^b \omega\, dx$, где ω – плотность вероятности, определяемая ψ-функцией. Если ψ-функция имеет вид, указанный на рисунке, то вероятность обнаружить электрон на участке $\frac{L}{3}<x<\frac{5L}{6}$ равна…


1: $\frac{1}{2}$ *
2: $\frac{1}{3}$
3: $\frac{2}{3}$
4: $\frac{5}{6}$
</td>
<td>
Решение уравнения Шрёдингера для микрочастицы в потенциальной яме с бесконечно высокими стенками ψ –функция имеет вид $\psi=\sqrt{\frac{2}{L}}\sin\left(\frac{\pi n}{L}x\right)$, а $\omega=|\psi|^2$ – плотность вероятности, имеет вид $|\psi|^2=\frac{2}{L}\sin^2\left(\frac{\pi n}{L}x\right)$. Соответственно вероятность в условиях задания ($\frac{L}{3}<x<\frac{5L}{6}$, n=3) будет равна:
$P=\int_{L/3}^{5L/6}|\psi|^2dx=\int_{L/3}^{5L/6}\frac{2}{L}\sin^2\left(\frac{3\pi}{L}x\right)dx=\frac{2}{L}\int_{L/3}^{5L/6}\frac{1}{2}\left[1-\cos\left(\frac{6\pi}{L}x\right)\right]dx=\frac{1}{L}\int_{L/3}^{5L/6}\left[1-c\ldots\right.$
$=\frac{1}{L}\left[x\Big|_{L/3}^{5L/6}-\frac{L}{6\pi}\sin\left(\frac{6\pi}{L}x\right)\Big|_{L/3}^{5L/6}\right]=\frac{1}{L}\left[\frac{5L}{6}-\frac{L}{3}-\frac{L}{6\pi}\sin\left(\frac{6\pi}{L}\frac{5L}{6}\right)+\frac{L}{6\pi}\sin\left(\ldots\right.\right.$
.
Решение II


Полная вероятность $\int_0^L|\psi|^2dx=1$. График полной вероятности в данном случае показан на рисунке. С геометрической точки зрения полная вероятность равна площади под графиком. Всю площадь под графиком можно разделить на 6 равных частей, из которых только 3 (закрашенные) входят в заданный участок, следовательно $P=\frac{3}{6}=\frac{1}{2}$.

<u>Ответ: 1</u>
</td>
</tr>
<tr>
<td>
Вероятность обнаружить электрон на участке (a,b) одномерного потенциального ящика с бесконечно высокими стенками вычисляется по формуле $W=\int_a^b \omega\, dx$, где ω – плотность вероятности, определяемая ψ-функцией. Если ψ-функция имеет вид, указанный на рисунке, то вероятность обнаружить электрон на участке $\frac{L}{6}<x<\frac{L}{2}$ равна…
</td>
<td>
Решение уравнения Шрёдингера для микрочастицы в потенциальной яме с бесконечно высокими стенками ψ –функция имеет вид $\psi=\sqrt{\frac{2}{L}}\sin\left(\frac{\pi n}{L}x\right)$, а $\omega=|\psi|^2$ – плотность вероятности, имеет вид $|\psi|^2=\frac{2}{L}\sin^2\left(\frac{\pi n}{L}x\right)$. Соответственно вероятность в условиях задания ($\frac{L}{6}<x<\frac{L}{2}$, n=3) будет равна:
</td>
</tr>
</table>



1: $\frac{1}{3}$ *

2: $\frac{2}{3}$

3: $\frac{1}{2}$

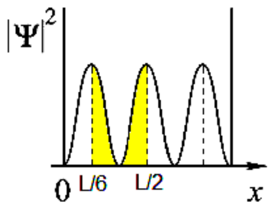
4: $\frac{5}{6}$

$$P=\int_{L/6}^{L/2}|\psi|^2dx=\int_{L/6}^{L/2}\frac{2}{L}\sin^2\left(\frac{3\pi}{L}x\right)dx=\frac{2}{L}\int_{L/6}^{L/2}\frac{1}{2}\left[1-\cos\left(\frac{6\pi}{L}x\right)\right]dx=\frac{1}{L}\int_{L/6}^{L/2}\left[1-\cos\right.$$

$$=\frac{1}{L}\left[x\Big|_{L/6}^{L/2}-\frac{L}{6\pi}\sin\left(\frac{6\pi}{L}x\right)\Big|_{L/6}^{L/2}\right]=\frac{1}{L}\left[\frac{L}{2}-\frac{L}{6}-\frac{L}{6\pi}\sin\left(\frac{6\pi}{L}\frac{L}{2}\right)+\frac{L}{6\pi}\sin\left(\frac{6\pi}{L}\right.\right.$$

.

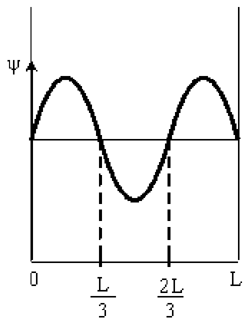
Решение II



Полная вероятность $\int_0^L|\psi|^2dx=1$. График полной вероятности в данном случае показан на рисунке. С геометрической точки зрения полная вероятность равна площади под графиком. Всю площадь под графиком можно разделить на 6 равных частей, из которых только 2 (закрашенные) входят в заданный участок, следовательно $P=\frac{2}{6}=\frac{1}{3}$.

Ответ: 1

Вероятность обнаружить электрон на участке (a,b) одномерного потенциального ящика с бесконечно высокими стенками вычисляется по формуле $W=\int_a^b\omega\,dx$, где ω – плотность вероятности, определяемая ψ-функцией. Если ψ-функция имеет вид, указанный на рисунке, то вероятность обнаружить электрон на участке $\frac{L}{6}<x<L$ равна…



1: $\frac{5}{6}$ *

2: $\frac{1}{3}$

3: $\frac{1}{2}$

4: $\frac{2}{3}$

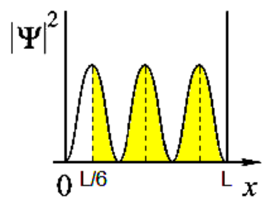
Решение уравнения Шрёдингера для микрочастицы в потенциальной яме с бесконечно высокими стенками ψ –функция имеет вид $\psi=\sqrt{\frac{2}{L}}\sin\left(\frac{\pi n}{L}x\right)$, а $\omega=|\psi|^2$ – плотность вероятности, имеет вид $|\psi|^2=\frac{2}{L}\sin^2\left(\frac{\pi n}{L}x\right)$. Соответственно вероятность в условиях задания ($\frac{L}{6}<x<L$, n=3) будет равна:

$$P=\int_{L/6}^{L}|\psi|^2dx=\int_{L/6}^{L}\frac{2}{L}\sin^2\left(\frac{3\pi}{L}x\right)dx=\frac{2}{L}\int_{L/6}^{L}\frac{1}{2}\left[1-\cos\left(\frac{6\pi}{L}x\right)\right]dx=\frac{1}{L}\int_{L/6}^{L}\left[1-\cos\right.$$

$$=\frac{1}{L}\left[x\Big|_{L/6}^{L}-\frac{L}{6\pi}\sin\left(\frac{6\pi}{L}x\right)\Big|_{L/6}^{L}\right]=\frac{1}{L}\left[L-\frac{L}{6}-\frac{L}{6\pi}\sin\left(\frac{6\pi}{L}L\right)+\frac{L}{6\pi}\sin\left(\frac{6\pi}{L}\frac{L}{6}\right.\right.$$

.

Решение II



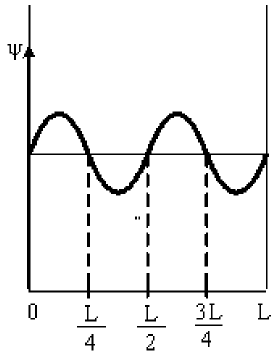
Полная вероятность $\int_0^L|\psi|^2dx=1$. График полной вероятности в данном случае показан на рисунке. С геометрической точки зрения полная вероятность равна площади под графиком. Всю площадь под графиком можно разделить на 6 равных частей, из которых только 5 (закрашенные) входят в заданный участок, следовательно $P=\frac{5}{6}$.

<table>
<tr>
<td></td>
<td>

<u>Ответ: 1</u>

</td>
</tr>
<tr>
<td>

Вероятность обнаружить электрон на участке (a,b) одномерного потенциального ящика с бесконечно высокими стенками вычисляется по формуле $W=\int_a^b \omega\, dx$, где ω – плотность вероятности, определяемая ψ-функцией. Если ψ-функция имеет вид, указанный на рисунке, то вероятность обнаружить электрон на участке $\frac{L}{8}<x<\frac{L}{2}$ равна…



1: $\frac{3}{8}$ *
2: $\frac{1}{4}$
3: $\frac{1}{2}$
4: $\frac{5}{8}$

</td>
<td>

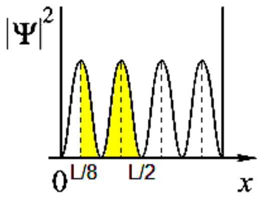
Решение уравнения Шрёдингера для микрочастицы в потенциальной яме с бесконечно высокими стенками ψ –функция имеет вид $\psi=\sqrt{\frac{2}{L}}\sin\left(\frac{\pi n}{L}x\right)$, а $\omega=|\psi|^2$ – плотность вероятности, имеет вид $|\psi|^2=\frac{2}{L}\sin^2\left(\frac{\pi n}{L}x\right)$. Соответственно вероятность в условиях задания ($\frac{L}{8}<x<\frac{L}{2}$, n=4) будет равна:

$$P=\int_{\frac{L}{8}}^{\frac{L}{2}}|\psi|^2dx=\int_{\frac{L}{8}}^{\frac{L}{2}}\frac{2}{L}\sin^2\left(\frac{4\pi}{L}x\right)dx=\frac{2}{L}\int_{\frac{L}{8}}^{\frac{L}{2}}\frac{1}{2}\left[1-\cos\left(\frac{8\pi}{L}x\right)\right]dx=\frac{1}{L}\int_{\frac{L}{8}}^{\frac{L}{2}}\left[1-\cos\right.$$

$$=\frac{1}{L}\left[x\Big|_{\frac{L}{8}}^{\frac{L}{2}}-\frac{L}{8\pi}\sin\left(\frac{8\pi}{L}x\right)\Big|_{\frac{L}{8}}^{\frac{L}{2}}\right]=\frac{1}{L}\left[\frac{L}{2}-\frac{L}{8}-\frac{L}{8\pi}\sin\left(\frac{8\pi}{L}\frac{L}{2}\right)+\frac{L}{8\pi}\sin\left(\frac{8\pi}{L}\frac{L}{8}\right.\right.$$

.

Решение II



Полная вероятность $\int_0^L|\psi|^2dx=1$. График полной вероятности в данном случае показан на рисунке. С геометрической точки зрения полная вероятность равна площади под графиком. Всю площадь под графиком можно разделить на 8 равных частей, из которых только 3 (закрашенные) входят в заданный участок, следовательно $P=\frac{3}{8}$.

<u>Ответ: 1</u>

</td>
</tr>
<tr>
<td>

Вероятность обнаружить электрон на участке (a,b) одномерного потенциального ящика с бесконечно высокими стенками вычисляется по формуле $W=\int_a^b \omega\, dx$, где ω – плотность вероятности, определяемая ψ-функцией. Если ψ-функция имеет вид, указанный на рисунке, то вероятность обнаружить электрон на участке $\frac{3}{8}L<x<L$ равна…

</td>
<td>

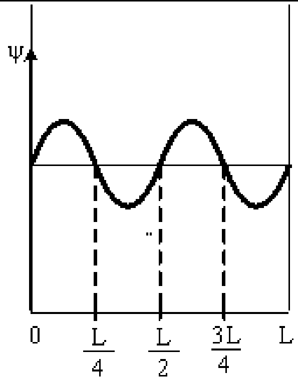
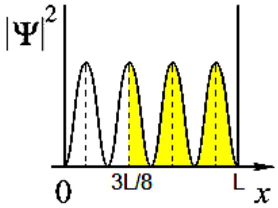
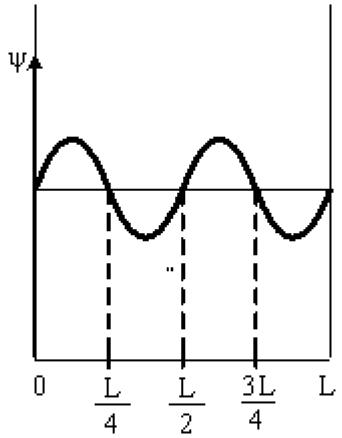
Решение уравнения Шрёдингера для микрочастицы в потенциальной яме с бесконечно высокими стенками ψ –функция имеет вид $\psi=\sqrt{\frac{2}{L}}\sin\left(\frac{\pi n}{L}x\right)$, а $\omega=|\psi|^2$ – плотность вероятности, имеет вид $|\psi|^2=\frac{2}{L}\sin^2\left(\frac{\pi n}{L}x\right)$. Соответственно вероятность в условиях задания ($\frac{3L}{8}<x<L$, n=4) будет равна:

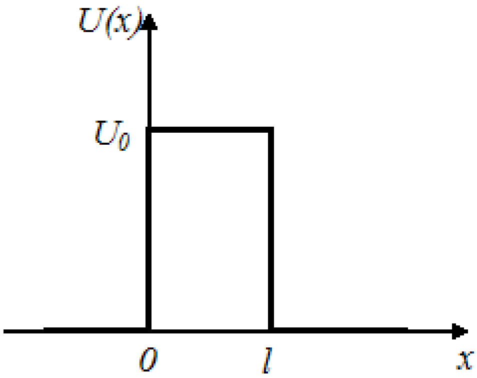
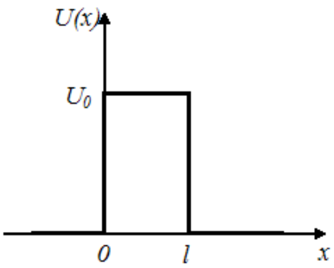
$$P=\int_{\frac{3L}{8}}^{L}|\psi|^2dx=\int_{\frac{3L}{8}}^{L}\frac{2}{L}\sin^2\left(\frac{4\pi}{L}x\right)dx=\frac{2}{L}\int_{\frac{3L}{8}}^{L}\frac{1}{2}\left[1-\cos\left(\frac{8\pi}{L}x\right)\right]dx=\frac{1}{L}\int_{\frac{3L}{8}}^{L}\left[1-\cos\right.$$

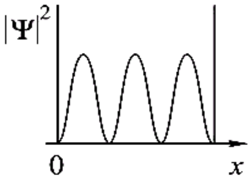
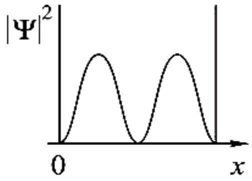
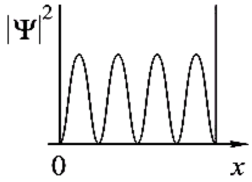
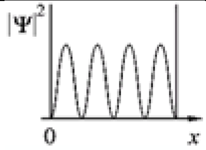
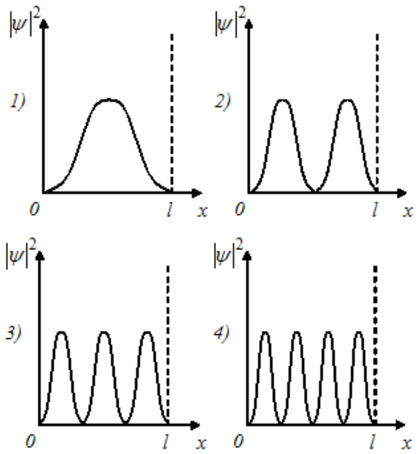
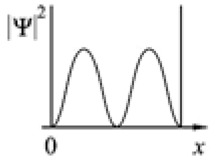
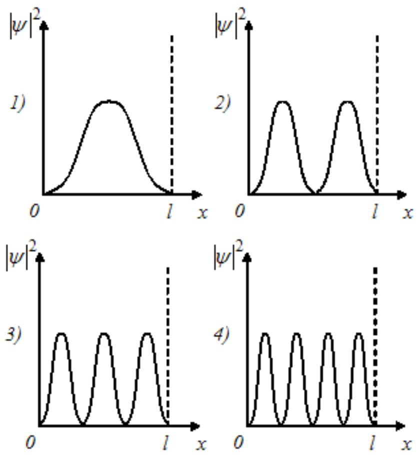
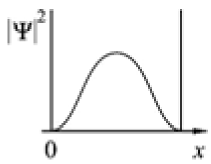
$$=\frac{1}{L}\left[x\Big|_{\frac{3L}{8}}^{L}-\frac{L}{8\pi}\sin\left(\frac{8\pi}{L}x\right)\Big|_{\frac{3L}{8}}^{L}\right]=\frac{1}{L}\left[L-\frac{3L}{8}-\frac{L}{8\pi}\sin\left(\frac{8\pi}{L}L\right)+\frac{L}{8\pi}\sin\left(\frac{8\pi}{L}\right.\right.$$

.

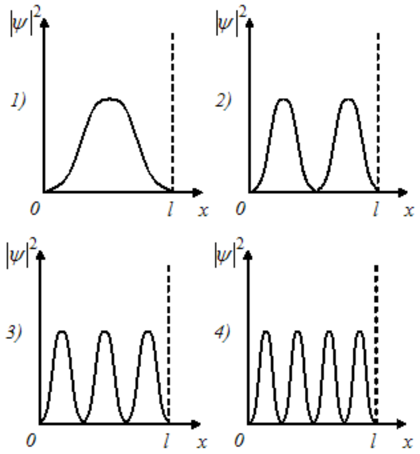
</td>
</tr>
</table>

 1: $\frac{5}{8}$ * 2: $\frac{1}{4}$ 3: $\frac{1}{2}$ 4: $\frac{3}{8}$	Решение II  Полная вероятность $\int_0^L \lvert\psi\rvert^2 dx = 1$. График полной вероятности в данном случае показан на рисунке. С геометрической точки зрения полная вероятность равна площади под графиком. Всю площадь под графиком можно разделить на 8 равных частей, из которых только 5 (закрашенные) входят в заданный участок, следовательно $P = \frac{5}{8}$. Ответ: 1
Электрон находится в одномерной прямоугольной потенциальной яме с бесконечно высокими стенками в состоянии с квантовым числом n = 4. Если ψ-функция электрона в этом состоянии имеет вид, указанный на рисунке, то вероятность обнаружить электрон в интервале от $\frac{L}{8}$ до $\frac{L}{2}$ равна … 	$\frac{3}{8}$ $\frac{5}{8}$ $\frac{1}{4}$ $\frac{1}{2}$
Квантовая и классическая частицы с энергией E, движущиеся слева направо, встречают на своем пути потенциальный барьер высоты U_0 и ширины l.	квантовой частицы при $E < U_0$ $P \neq 0$, а при $E > U_0$ $P < 1$ классической частицы при $E < U_0$ $P \neq 0$, а при $E > U_0$ $P < 1$ квантовой частицы при $E < U_0$ $P = 0$, а при $E > U_0$ $P = 1$ квантовой частицы P зависит только от U_0 и не зависит от l

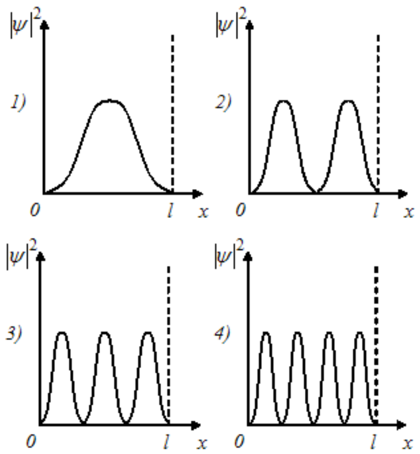
 Если P – вероятность преодоления барьера, то для …	
Частица, движущаяся слева направо, встречает на своем пути потенциальный барьер высоты U_0 и ширины l  Согласно квантовой механике … Ответ: если энергия частицы меньше высоты барьера ($E < U_0$), то есть отличная от нуля вероятность того, что частица проникнет сквозь барьер и окажется в области, где $x > l$ 2. если энергия частицы больше высоты барьера ($E > U_0$), то есть отличная от нуля вероятность того, что частица отразится от барьера и будет двигаться в обратном направлении Варианты ответа: 1. если энергия частицы меньше высоты барьера ($E < U_0$), то есть отличная от нуля вероятность того, что частица проникнет сквозь барьер и окажется в области, где $x > l$ 2. если энергия частицы больше высоты барьера ($E > U_0$), то есть отличная от нуля вероятность того, что частица отразится от барьера и будет двигаться в обратном направлении 3. если энергия частицы меньше высоты барьера $(E < U_0)$, то частица отразится от барьера и будет двигаться в обратном направлении; проникнуть сквозь барьер она не может 4. если энергия частицы больше высоты барьера $(E > U_0)$, частица беспрепятственно пройдет над барьером	Поведение частицы по классическим и квантово-механическим представлениям совершенно различается. По классическим представлениям: 1) если энергия частицы больше высоты барьера $(E > U_0)$, частица беспрепятственно проходит над барьером (на участке $0 \le x \le l$ лишь уменьшается скорость частицы, но затем при $x > l$ она снова принимает первоначальное значение); 2) если же $E < U_0$, то частица отражается от барьера и движется в обратном направлении; проникнуть сквозь барьер частица не может. Согласно квантовой механике: 1) даже при $E > U_0$ есть отличная от нуля вероятность отражения частицы от барьера; 2) при $E < U_0$ имеется отличная от нуля вероятность того, что частица проникнет «сквозь» барьер и окажется в области, где $x > l$.

На рисунках приведены картины распределения плотности вероятности нахождения микрочастицы в потенциальной яме с бесконечно высокими стенками. Состоянию с квантовым числом n = 4 соответствует … :  2:  3*: 	 Решение уравнения Шрёдингера для микрочастицы в потенциальной яме с бесконечно высокими стенками ψ-функция имеет вид: $\psi = \sqrt{\frac{2}{l}}\sin\left(\frac{\pi n}{l}x\right)$, а $\lvert\psi\rvert^2$ – плотность вероятности, имеет вид $\lvert\psi\rvert^2 = \frac{2}{l}\sin^2\left(\frac{\pi n}{l}x\right)$, где n – определяет количество экстремумов (вершин) графика функции. Т.о. для n=4 соответствует график с 4 вершинами: <u>Ответ: 3</u>
На рисунках приведены картины распределения плотности вероятности нахождения микрочастицы в потенциальной яме с бесконечно высокими стенками. Состоянию с квантовым числом n = 2 соответствует … 	
На рисунках приведены картины распределения плотности вероятности нахождения микрочастицы в потенциальной яме с бесконечно высокими стенками. Состоянию с квантовым числом n = 1 соответствует … 	
На рисунках схематически представлены графики распределения плотности вероятности обнаружения электрона по ширине одномерно-	Вероятность обнаружить микрочастицу в интервале (a,b) для состояния, характеризуемого определенной ψ-функцией, равна $W = \int \lvert\psi(x)\rvert^2 dx$. Из

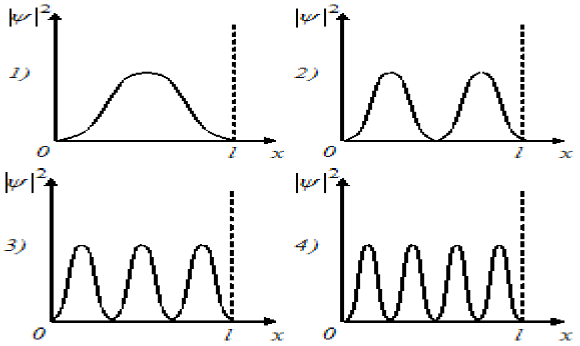
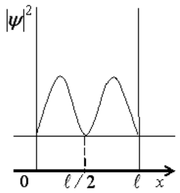
<table>
<tr>
<td>го потенциального ящика с бесконечно высокими стенками для состояний с различными значениями главного квантового числа n.



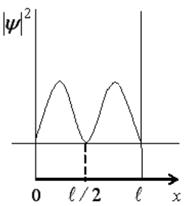
Отношение вероятности обнаружить электрон на первом энергетическом уровне в левой половине ящика к вероятности обнаружить электрон на четвертом энергетическом уровне в интервале L/4-L/2 равно …
Ответ: 2</td>
<td>графика зависимости $|\psi(x)|^2$ эта вероятность находится как отношение площади под кривой зависимости $|\psi(x)|^2$ в интервале (a,b) к площади под кривой во всем интервале существования $|\psi|^2$, т.е. в интервале (0,l). При этом состояниям с различными значениями главного квантового числа n соответствуют разные кривые зависимости $|\psi(x)|^2$:n=1 соответствует график под номером 1, n=2 – график под номером 2и т.д. Тогда легко видеть, что искомое отношение $\frac{W_1}{W_2} = \frac{1/2}{1/4} = 2$</td>
</tr>
<tr>
<td>На рисунках схематически представлены графики распределения плотности вероятности обнаружения электрона по ширине одномерного потенциального ящика с бесконечно высокими стенками для состояний с различными значениями главного квантового числа *n*.



В состоянии с *n* = 3 вероятность обнаружить электрон в интервале от $\frac{l}{6}$ до $\frac{l}{2}$ равна …</td>
<td>✔ ⦿ $\frac{1}{3}$
○ $\frac{1}{2}$
○ $\frac{1}{6}$
○ $\frac{2}{3}$</td>
</tr>
<tr>
<td>На рисунках схематически представлены графики распределения плотности вероятности обнаружения электрона по ширине одномерного потенциального ящика с бесконечно высокими стенками для состояний с различными</td>
<td>Вероятность обнаружить микрочастицу в интервале *(a, b)* для состояния, характеризуемого определенной ψ-функцией, равна $W = \int_a^b |\psi(x)|^2 dx$. Из</td>
</tr>
</table>

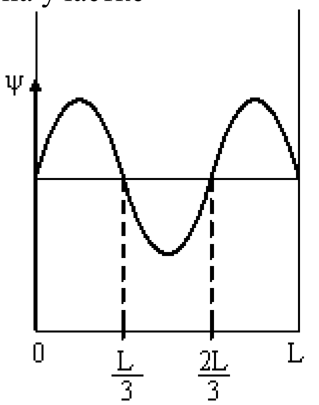
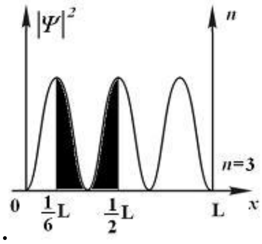
<table>
<tr>
<td>значениями главного квантового числа n.

В состоянии с n = 4 вероятность обнаружить электрон в интервале от $\frac{3l}{8}$ до l равна $\frac{5}{8}$…</td>
<td>графика зависимости $|\psi(x)|^2$ от x эта вероятность находится как отношение площади под кривой $|\psi(x)|^2$ в интервале (a, b) к площади под кривой во всем интервале существования $|\psi|^2$, то есть в интервале (0, l). При этом состояниям с различными значениями главного квантового числа n соответствуют разные кривые зависимости $|\psi(x)|^2$: n = 1 соответствует график под номером 1, n = 2 – график под номером 2 и т.д. Тогда в состоянии с n = 4 вероятность обнаружить электрон в интервале от $\frac{3l}{8}$ до l равна $\frac{5}{8}$.</td>
</tr>
<tr>
<td>На рисунке изображена плотность вероятности обнаружения микрочастицы на различных расстояниях от «стенок» ямы. Вероятность ее обнаружения в центре ямы равна …
</td>
<td>

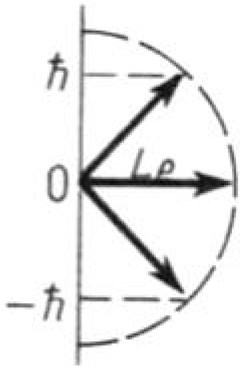
1*	0
2	1/2
3	1/4
4	3/4

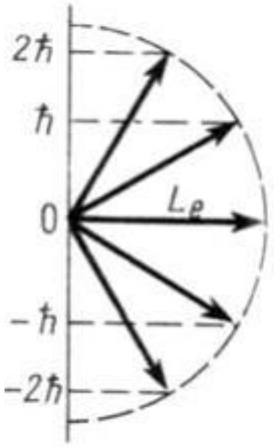
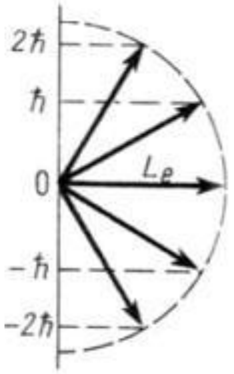
</td>
</tr>
<tr>
<td>На рисунке изображена плотность вероятности обнаружения микрочастицы на различных расстояниях от «стенок» ямы. Вероятность ее обнаружения на участке $\ell/4 < x < 3\ell/4$ равна …
</td>
<td>

1*	1/2
2	1/4
3	3/4
4	0

</td>
</tr>
<tr><td></td><td></td></tr>
<tr>
<td>Частица находится в потенциальном ящике шириной L с бесконечно высокими стенками в определенном энергетическом состоянии E_n с квантовым числом n. Известно, что $\frac{E_{n+1}}{E_{n-1}} = 4$. В этом случае n равно …
Ответ n=3
Варианты ответа: 4 3 5 2</td>
<td>Собственная энергия E_n микрочастицы в потенциальном ящике шириной L с бесконечно высокими стенками принимает лишь определенные дискретные значения, причем $E_n = \frac{\pi^2\hbar^2}{2mL^2}n^2 \sim n^2$, где n – целое число, имеющее смысл номера уровня энергии. Тогда отношение значений энергии $\frac{E_{n+1}}{E_{n-1}} = \frac{(n+1)^2}{(n-1)^2}$ и по условию $\frac{E_{n+1}}{E_{n-1}} = 4$. Следовательно, $\sqrt{\frac{(n+1)^2}{(n-1)^2}} = \frac{n+1}{n-1} = 2$ Отсюда квантовое число $n = 3$.</td>
</tr>
<tr>
<td>Частица находится в прямоугольном одномерном потенциальном ящике с непроницаемыми стенками шириной 0,2 нм. Если энергия частицы на втором энергетическом уровне равна 37,8 эВ, то на четвертом энергетическом</td>
<td>Собственные значения энергии частицы в прямоугольном одномерном потенциальном ящике определяются формулой: $E_n = \frac{n^2\pi^2\hbar^2}{2ml^2}$, где</td>
</tr>
</table>

уровне равна ______ эВ. ✔ ○ 151,2 ○ 75,6 ◉ 18,9 ○ 9,45	$n = 1, 2, 3, \ldots$ – номер энергетического уровня. Следовательно, $\dfrac{E_2}{E_4} = \dfrac{2^2}{4^2}$ и $E_4 = 4E_2 = 4 \cdot 37{,}8 = 151{,}2$ эВ.
Собственные функции электрона в одномерном потенциальном ящике с бесконечно высокими стенками имеют вид $\psi_n(x) = \sqrt{\dfrac{2}{L}} \sin \dfrac{n\pi}{L} x$, где L – ширина ящика, n – квантовое число, имеющее смысл номера энергетического уровня. Если N – число узлов ψ_n-функции на отрезке $0 \le x \le L$ и $N_{n+1}/N_{n-1} = 1{,}5$, то n равно.. Ответ: n=4 Варианты ответа: 1. n=6 2. n=2 3. n=4 4. n=5	Число узлов N, т.е. число точек, в которых волновая функция на отрезке $0 \le x \le L$ обращается в нуль, связано с номером n энергетического уровня соотношением $N_n = n + 1$. Тогда $\dfrac{N_{n+1}}{N_{n-1}} = \dfrac{(n+1)+1}{(n-1)+1} = \dfrac{n+2}{n}$, и по условию это отношение равно 1,5. Решая полученное уравнение относительно n, получаем, что n = 4.
Если $\psi_n(x)$-функция электрона в одномерном потенциальном ящике шириной L с бесконечно высокими стенками имеет вид, указанный на рисунке, то вероятность обнаружить электрон на участке $\dfrac{L}{6} \le x \le \dfrac{L}{2}$ равна …  Ответ: 1/3 Варианты ответа: 1. $\dfrac{5}{6}$ 2. $\dfrac{2}{3}$ 3. $\dfrac{1}{2}$ 4. $\dfrac{1}{3}$	Вероятность обнаружить микрочастицу в интервале (a,b) равна $W = \int_a^b \lvert\psi_n(x)\rvert^2 dx$ Используя геометрический смысл интеграла, эту вероятность можно найти как отношение площади под кривой зависимости $\lvert\psi_n(x)\rvert^2$ в интервале (a,b) к площади под кривой во всем интервале существования $\lvert\psi\rvert^2$, т.е. в интервале (0,L). Кривая сти $\lvert\psi_n(x)\rvert^2$ от x представлена на рисунке где вероятность обнаружить электрон на участке $\dfrac{L}{6} \le x \le \dfrac{L}{2}$ соответствует доле «закрашенной» площади от всей площади под кривой (см. рис.), т.е. W = $\dfrac{2}{6} = \dfrac{1}{3}$. 
Собственные функции электрона в атоме водорода $\Psi_{nlm}(r, \vartheta, \varphi)$ содержат три целочисленных параметра n, l и m. Параметр n называется главным квантовым числом, параметры l и m – орбитальным и магнитным квантовыми числами соответственно. Магнитное квантовое число m определяет … Ответ: проекцию орбитального момента импульса электрона на некоторое направление Варианты ответа: 1. энергию электрона в атоме водорода	Главное квантовое число n определяет энергию электрона в атоме водорода: $E_n = -\dfrac{m_e e^4}{8h^2\varepsilon_0^2} \cdot \dfrac{1}{n^2}$. Орбитальное l и магнитное m квантовые числа определяют модуль орбитального момента импульса L и его проекцию L_z на некоторое направление z по следующим формулам: $L = \sqrt{l(l+1)}\hbar$ и $L_z = m\hbar$

2.модуль собственного момента импульса электрона 3.модуль орбитального момента импульса электрона 4.проекцию орбитального момента импульса электрона на некоторое направление	
Момент импульса электрона в атоме и его пространственные ориентации могут быть условно изображены векторной схемой, на которой длина вектора пропорциональна модулю орбитального момента импульса $\vec{L}_e$ электрона. На рисунке приведены возможные ориентации вектора $\vec{L}_e$.  Величина орбитального момента импульса (в единицах $\hbar$) для указанного состояния равна … ✔ ○ $\sqrt{2}$ ○ $\sqrt{6}$ ⊙ 2 ○ 3	Магнитное квантовое число m определяет проекцию вектора $\vec{L}_e$ орбитального момента импульса на направление внешнего магнитного поля $L_{ez} = m\hbar$, где $m = 0, \pm 1, \pm 2, \ldots, \pm l$ (всего 2l + 1 значений). Поэтому для указанного состояния $l = 1$. Величина момента импульса электрона определяется по формуле $L = \hbar\sqrt{l(l+1)}$. Тогда $L = \sqrt{1 \cdot 2} = \sqrt{2}$ (в единицах $\hbar$).
Момент импульса электрона в атоме и его пространственные ориентации могут быть условно изображены векторной схемой, на которой длина вектора пропорциональна модулю орбитального момента импульса $\vec{L}_e$ электрона. На рисунке приведены возможные ориентации вектора $\vec{L}_e$.	✔ ⊙ 3 ○ 1 ○ 2 ○ 4

 Минимальное значение главного квантового числа n для указанного состояния равно …3	
Момент импульса электрона в атоме и его пространственные ориентации могут быть условно изображены векторной схемой, на которой длина вектора пропорциональна модулю орбитального момента импульса $\vec{L}_e$ электрона. На рисунке приведены возможные ориентации вектора $\vec{L}_e$:  Величина орбитального момента импульса (в единицах $\hbar$) для указанного состояния равна … $\sqrt{6}$	Магнитное квантовое число m определяет проекцию вектора $\vec{L}_e$ орбитального момента импульса на направление внешнего магнитного поля $L_{ez} = m\hbar$, где $m = 0, \pm 1, \pm 2, \ldots, \pm l$ (всего 2l + 1 значений). Поэтому для указанного состояния $l = 2$. Величина момента импульса электрона определяется по формуле $L = \hbar\sqrt{l(l+1)}.$ Тогда $L = \sqrt{2\cdot(2+1)} = \sqrt{6}$ (в единицах $\hbar$).
Энергия электрона в атоме водорода определяется значением главного квантового числа n. Если $\dfrac{E_{n-1}}{E_{n+1}} = 4$, то n равно … ☑ 3 ○ 4 ○ 5 ○ 2	Собственные значения энергии электрона в атоме водорода E_n обратно пропорциональны n^2 ($E_n = -\dfrac{me^4}{2\hbar^2}\cdot\dfrac{1}{n^2}$, где m и e – масса и заряд электрона соответственно). Тогда $\dfrac{E_{n-1}}{E_{n+1}} = \dfrac{(n+1)^2}{(n-1)^2} = \left(\dfrac{n+1}{n-1}\right)^2 = 4 \Rightarrow \dfrac{n+1}{n-1} = 2$. Откуда получаем $n = 3$.
В результате туннельного эффекта вероятность прохождения частицей потенциального барьера уменьшается с …	Вероятность прохождения частицей потенциального барьера или коэффициент прозрачности определяется формулой:

✔ ◉ увеличением ширины барьера ○ уменьшением массы частицы ○ увеличением энергии частицы ○ уменьшением высоты барьера	$D = D_0 \exp\left(-\frac{2l}{\hbar}\sqrt{2m(U_o - E)}\right)$, где D_0 – постоянный коэффициент, близкий к единице, l – ширина барьера, m – масса частицы, U_o – высота барьера, E – энергия частицы. Следовательно, вероятность прохождения уменьшается с увеличением ширины барьера.
В результате туннельного эффекта вероятность прохождения частицей потенциального барьера увеличивается с … ✔ ◉ уменьшением массы частицы ○ увеличением ширины барьера ○ уменьшением энергии частицы ○ увеличением высоты барьера	Вероятность прохождения частицей потенциального барьера прямоугольной формы или коэффициент прозрачности определяется формулой: $D = D_0 \exp\left(-\frac{2l}{\hbar}\sqrt{2m(U - E)}\right)$, где D_0 – постоянный коэффициент, близкий к единице, l – ширина барьера, m – масса частицы, U – высота барьера, E – энергия частицы. Следовательно, вероятность прохождения увеличивается с уменьшением массы частицы.