

Рис. 1

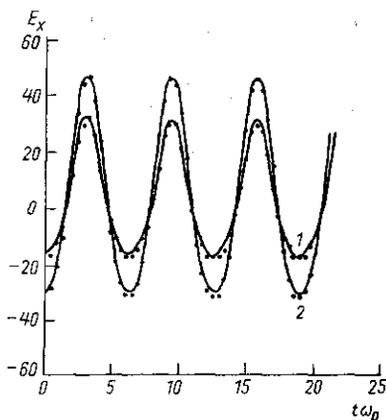


Рис. 2

Работа поддержана грантом РФФИ № 96—02—16416.

ЛИТЕРАТУРА

1. Holloway J. P., Dornig J. J. // Phys. Rev. 1991. A44, N 6. P. 3856.
2. Владимиров В. С., Кривичкий С. В. // ЖЭТФ. 1992. 101, № 5. С. 1510.
3. Алешин И. М., Дрофа М. А., Кузьменков Л. С. // Физ. плазмы. 1993. 19, № 8. С. 1005.
4. Амиранашвили Ш. Г., Игнатов А. М. // Физ. плазмы. 1995. 21, № 5. С. 386.
5. Davidson R. C. Methods in Nonlinear Plasma Theory. Acad. Press. N. Y., 1972. Chap. 3. P. 33—41.
6. Aliev Yu., Stenflo L. // Phys. Scripta. 1994. 50. P. 701.
7. Stenflo L., Yu M. Y. // Phys. Plasmas. 1995. 2, N 5. P. 1494.
8. Ахиезер А. И., Ахиезер И. А., Половин Р. В. и др. Электродинамика плазмы. М., 1974.
9. Ахиезер А. И., Любарский Г. Я. // ДАН СССР. 1951. 80. С. 193.

Поступила в редакцию
03.07.95

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1996. № 2

РАДИОФИЗИКА

УДК 533.9

КИНЕТИКА НАГРЕВА ГАЗА В ИМПУЛЬСНО-ПЕРИОДИЧЕСКОМ РАЗРЯДЕ В ВОЗДУХЕ

В. В. Лодинев, В. М. Шибков, Л. В. Шибкова

(кафедра физической электроники)

Проведено исследование кинетики нагрева газа в условиях импульсно-периодического разряда в воздухе. Проанализированы различные механизмы передачи энергии в поступательные степени свободы молекулярного газа. Показано, что в активной фазе импульсного разряда в воздухе при больших значениях приведенного электрического поля ($E/n > 10^{-15}$ В·см²) нагрев газа идет за счет тушения электронно-возбужденных молекул азота.

В последнее время проводятся интенсивные теоретические и экспериментальные исследования кинетики нагрева газа при больших значениях приведенного электрического поля ($E/n > 10^{-15}$ В·см²) [1—11]. Основное внимание в этих работах уделяется выявлению основных

механизмов и конкретных каналов передачи энергии в поступательные степени свободы молекулярного газа, приводящих к его нагреву. Изучение нагрева молекулярного газа в условиях свободно локализованного СВЧ-разряда показало [1—6], что при импульсном включении поля происходит быстрый нагрев газа со скоростью десятки градусов в микросекунду, который спустя $10 \div 20$ мкс из-за движения разряда по направлению к источнику излучения и скинирования поля резко уменьшается. Временная эволюция температуры газа долгое время не могла быть объяснена с помощью известных в то время механизмов, и поэтому наблюдаемый в начале воздействия мощного СВЧ-излучения на плазму нагрев газа был назван аномально быстрым.

Известны различные механизмы, которые могли бы приводить к нагреву молекулярного газа. Так, при упругом взаимодействии часть энергии электронов передается в поступательные степени свободы молекул. Однако из-за большой разницы масс взаимодействующих частиц и малой в условиях эксперимента [1—6] степени ионизации плазмы ($n_e/n \approx 10^{-6} \div 10^{-5}$) скорость нагрева газа за счет упругих взаимодействий не превышает сотой доли градуса в микросекунду, что на несколько порядков меньше измеренной (десятки градусов в микросекунду).

При умеренных значениях приведенного поля ($E/n \approx 5 \cdot 10^{-16}$ В·см²) основная часть (до $\sim 80\%$) энергии электронов тратится на колебательное возбуждение молекул. При этом за счет колебательно-поступательной релаксации часть энергии может идти на нагрев газа. Однако для азота из-за большой величины колебательного кванта вероятность VT-релаксации при низких температурах газа мала и, как показывает эксперимент [1], время VT-релаксации на нижних колебательных уровнях основного состояния азота составляет сотни миллисекунд, тогда как время нагрева газа $\sim 10 \div 20$ мкс.

В условиях эксперимента газ мог бы нагреваться за счет процесса, связанного с тушением колебательно возбужденных молекул NO, образующихся в СВЧ-разряде в воздухе в процессе его горения, так как вероятность VT-релаксации молекул NO существенно превосходит вероятность VT-релаксации колебательно возбужденных молекул азота. Однако эксперименты в импульсно-периодическом режиме СВЧ-разряда в воздухе показали [2, 3], что газ начинает греться уже в первом же импульсе после включения СВЧ-энергии, в то время как значительная концентрация молекул NO образуется в плазме только спустя несколько десятков импульсов. К тому же и при отсутствии молекул NO (свободно локализованный СВЧ-разряд в азоте [2]) также происходит эффективный нагрев газа.

Важную роль в формировании распределения молекул по колебательным уровням играет обмен колебательными квантами. Этот процесс, если учесть ангармонизм колебаний, сопровождается превращением лишь небольшой части колебательной энергии в поступательную. Поэтому он идет с большой скоростью даже при низких температурах и в принципе мог бы обеспечить достаточно большую скорость нагрева газа. Однако, как показывает эксперимент [1], быстрый нагрев газа в фиксированной области пространства спустя время порядка $10 \div 20$ мкс прекращается, что связано с движением разряда и экранировкой поля, хотя, если бы за нагрев газа был ответствен VV-обмен, быстрый нагрев должен был бы наблюдаться даже после выключения поля. Однако сравнительно медленный нагрев газа со скоростью $\sim 0,1$ град/мкс, который наблюдается после выключения поля в стадии

деионизации, вполне обеспечивается, как показали расчеты [3], за счет этого процесса.

С ростом величины E/n доля энергии, передаваемая на колебательное возбуждение молекул, уменьшается, а доля энергии, идущая на возбуждение электронных состояний молекул, растет. При этом известно [7, 10, 11], что если колебательно-поступательная релаксация в воздухе идет достаточно медленно, то процессы тушения электронно-возбужденных молекул, протекающие по различным каналам с передачей части энергии в поступательные степени свободы молекул, идут достаточно быстро и могли бы в принципе обеспечить наблюдаемый быстрый нагрев газа.

В последние годы наряду с традиционными экспериментальными методами исследования плазменных объектов все большую роль начинают играть методы математического моделирования, позволяющие не только объяснить наблюдаемые явления, но и предсказать характеристики и оптимальные режимы работы разрабатываемых устройств. Для понимания неравновесных плазменных систем необходимо знать полную кинетику процессов, протекающих в плазме. С этой целью в работе рассматривается кинетическая модель [1—6], включающая в себя нестационарное уравнение Больцмана для функции распределения электронов по энергиям $n(\varepsilon, t)$ (члены в правой части уравнения, решение которого проводилось стандартным методом прогонки, описывают поток электронов вдоль оси энергии под действием приложенного поля ($\partial J_f / \partial t$) и упругих ($\partial J_i / \partial t$), неупругих (In), сверхупругих (Sup) столкновений и столкновений с возбуждением вращательных уровней (Rot)), систему нестационарных уравнений баланса для населенностей колебательных уровней n_v основного состояния $X^1\Sigma_g^+$ молекулы азота, электронно-возбужденных n_x состояний $A^3\Sigma_u^+$, $B^3\Pi_g$, $C^3\Pi_u$, $a^1\Sigma_u^-$, $a^1\Pi_g$ молекулы азота и состояний $a^1\Delta_g$, $b^1\Sigma_g^+$ молекулы кислорода, концентраций активных n_y (N, O, O₃, NO, NO₂, N₂O) и заряженных n_i (n_e , O⁻, O₂⁻, O₃⁻, O₄⁻, NO⁻, NO₂⁻, N₂O⁻, n^+) частиц, образующихся в плазме, и нестационарное уравнение теплопроводности для температуры газа:

$$\begin{aligned} \frac{\partial n(\varepsilon, t)}{\partial t} &= -\frac{\partial J_f}{\partial t} - \frac{\partial J_l}{\partial t} + \text{In} + \text{Sup} + \text{Rot}, \\ \frac{\partial n_v}{\partial t} &= \left(\frac{\partial n_v}{\partial t}\right)_{eV} + \left(\frac{\partial n_v}{\partial t}\right)_{VV} + \left(\frac{\partial n_v}{\partial t}\right)_{VT} + \\ &+ \left(\frac{\partial n_v}{\partial t}\right)_{eD} + \left(\frac{\partial n_v}{\partial t}\right)_{VD} + \left(\frac{\partial n_v}{\partial t}\right)_{XV}, \\ \frac{\partial n_x}{\partial t} &= \left(\frac{\partial n_x}{\partial t}\right)_{eX} + \left(\frac{\partial n_x}{\partial t}\right)_{XX} + \left(\frac{\partial n_x}{\partial t}\right)_{XY} + \left(\frac{\partial n_x}{\partial t}\right)_{XV} + \left(\frac{\partial n_x}{\partial t}\right)_{XR}, \\ \frac{\partial n_y}{\partial t} &= \left(\frac{\partial n_y}{\partial t}\right)_{Yi} + \left(\frac{\partial n_y}{\partial t}\right)_{YX} + \left(\frac{\partial n_y}{\partial t}\right)_{YY}, \\ \frac{\partial n_i}{\partial t} &= \left(\frac{\partial n_i}{\partial t}\right)_{ii} + \left(\frac{\partial n_i}{\partial t}\right)_{iX} + \left(\frac{\partial n_i}{\partial t}\right)_{iY} + \left(\frac{\partial n_i}{\partial t}\right)_{iV}, \\ c n_0 \frac{\partial T_g}{\partial t} &= \left(\frac{\partial T_g}{\partial t}\right)_{el} + \left(\frac{\partial T_g}{\partial t}\right)_{VT} + \left(\frac{\partial T_g}{\partial t}\right)_{VV} + \left(\frac{\partial T_g}{\partial t}\right)_{XT} - Q_{\text{loses}}. \end{aligned}$$

Данная задача, учитывающая всевозможные процессы передачи энергии между различными степенями свободы молекулярного газа, позволяет рассчитывать временную эволюцию электронной, колебатель-

ной и поступательной энергии как в активной фазе при наличии сильных полей, так и в стадии деионизации плазмы разряда в сухом воздухе.

В настоящей работе при расчете нагрева газа учитывалась передача энергии из колебательных в поступательные степени свободы в процессах VT - и VV -релаксации, при самотушении электронно-возбужденных состояний азота ($k_{AA}^{XC} = 1,1 \cdot 10^{-9} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$, $k_{AA}^{XB} = 2,6 \cdot 10^{-10} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$ [12, 13]), тушение их при взаимодействии с колебательно возбужденными молекулами азота ($k_{AV} = 3 \cdot 10^{-10} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$ [14]) и потери энергии из зоны разряда в окружающее пространство. При этом энергия участвующих в рассматриваемых реакциях частиц делится между поступательными и колебательными степенями свободы молекулы азота. Приблизительно половина остающейся энергии идет на колебательное возбуждение, а оставшаяся часть идет на нагрев [10]. Отсюда доля энергии, идущая на нагрев в результате процесса $A+A \rightarrow X+B$, составляет $\eta_1 \approx 0,5$, для процесса $A+A \rightarrow X+C$ $\eta_2 \approx 0,13$, а для процесса $A+X \rightarrow X+B, C$ $\eta_3 \approx 0,16$. Как показали результаты численного счета, скорость нагрева газа сильно зависит от интенсивности накачки электронно-возбужденных состояний молекул, т. е. от величины E/n , тогда как величины констант $k_{AA}^{XC, B}$ и k_{AV} , существенно влияющие на рассчитанные значения концентрации возбужденных молекул азота, практически не оказывают воздействия на скорость нагрева.

Следует отметить, что в последнее время в литературе появился ряд работ [8, 9], в которых авторы развивают несколько иной подход к данной проблеме. Так, в [8] предлагается модель, учитывающая вклад в нагрев газа тушения электронно-возбужденных атомов кислорода, образующихся в плазме разряда в воздухе при диссоциации через электронно-возбужденные состояния молекул. В работе [9] предлагается модель нагрева, учитывающая каскадную колебательно-поступательную релаксацию колебательно возбужденных электронных состояний молекул азота при высоких давлениях газа.

Из результатов численного счета процесса нагрева газа следует [1—6], что для модели нагрева за счет только VV -обмена и VT -релаксации характерно наличие временной задержки в эволюции температуры газа порядка нескольких десятков микросекунд, величина которой зависит от энерговклада в разряд и давления газа, в то время как тушение электронно-возбужденных молекул азота обеспечивает наблюдаемую в эксперименте скорость нагрева газа, при этом газ начинает нагреваться практически без задержки.

Для проверки этого заключения в данной работе проводились эксперименты в импульсно-периодическом разряде в воздухе при давлении 0,1—10 мм рт. ст. При больших давлениях газа происходила сильная контракция разряда и возрастала его нестабильность. На разрядную трубку диаметром 1 см и расстоянием между электродами 25 см с модулятора подавались импульсы напряжения до 25 кВ длительностью до 100 мкс. Разрядный ток изменялся от 0,1 до 20 А. Экспериментально оптическими и зондовыми методами определялись с временным разрешением газовая и колебательная температуры, концентрация, температура и функция распределения электронов по энергиям, концентрация атомарного азота и кислорода и электронно-возбужденных молекул азота, скорость заселения метастабильного состояния азота $A^3\Sigma_u^+$.

Эксперименты показали, что при импульсном включении поля происходит быстрый нагрев азота, причем скорость нагрева сильно

зависит от энерговклада в разряд (рис. 1) и времени воздействия (рис. 2). Полученная скорость нагрева в активной фазе разряда не

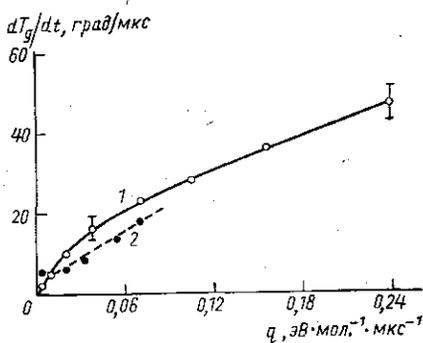


Рис. 1. Зависимость скорости нагрева газа от величины энерговклада в разряд: 1 — эксперимент, 2 — расчет

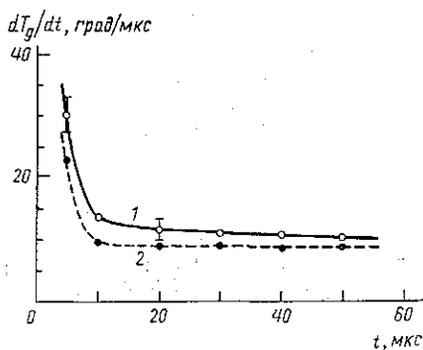


Рис. 2. Зависимость скорости нагрева газа от времени воздействия: 1 — эксперимент, 2 — расчет

может быть объяснена исходя только из колебательной кинетики. Так, характерное время колебательной релаксации молекул азота (VV -обмен и VT -процессы) в наших условиях $\sim 10^{-1}$ с, что намного превышает величину, наблюдаемую в эксперименте. То, что колебательная релаксация в условиях эксперимента не дает вклада в нагрев газа, показывает поведение $T_g(t)$ и $T_v(t)$ в стадии послесвечения плазмы. Видно (рис. 3), что после выключения поля газ остывает с характерным временем $\sim 10^{-4}$ с, тогда как колебательная температура остается практически постоянной. Измерения функции распределения в различные моменты времени деионизации плазмы показали (рис. 3), что T_e при этом быстро падает до уровня T_v , а не T_g , и остается длительное время на данном уровне, медленно уменьшаясь вместе с колебательной температурой, что хорошо согласуется с рассчитанным поведением электронной, колебательной и газовой температур после выключения поля. Такой ход T_e объясняется соударениями второго рода электронов с колебательно возбужденными молекулами азота.

Так как эксперименты и математическое моделирование исследуемого явления проводились для начальных стадий разряда ($t \leq 20 \div 30$ мкс), то при расчете нагрева газа влияние атомарных частиц можно было не учитывать. Правомерность данного предположения подтверждается также тем фактом (рис. 4), что время, необходимое для образования достаточно большого количества атомарного кислорода и азота в условиях опыта, превышает несколько десятков микросекунд и в стадии формирования разряда ($t \approx 10$ мкс) концентрация атомарных частиц составляет $\sim 10\%$ от стационарного значения, причем максимальный темп нагрева наблюдается именно в этот период существования разряда.

На начальной стадии импульсного разряда велико значение напряженности электрического поля в плазме и, как следствие этого, функция распределения обогащена быстрыми электронами. Это ведет к увеличению скорости заселения высокорасположенных электронных

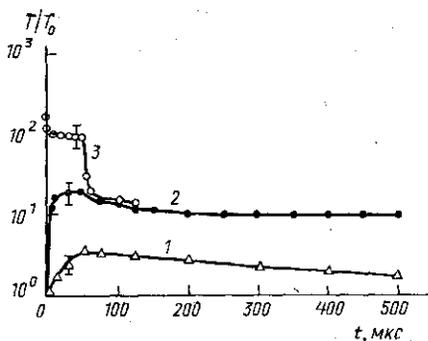


Рис. 3. Кинетика температур в стадии денитрогенизации плазмы: 1 — T_g ; 2 — T_e ; 3 — T_0 ($T_0=300$ K)

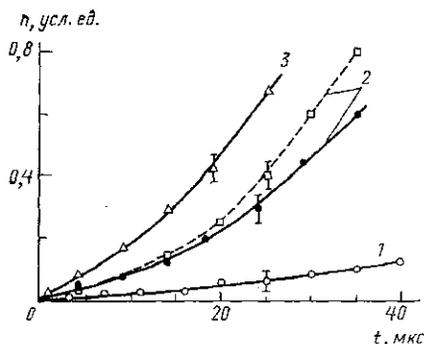


Рис. 4. Зависимость от времени концентрации атомов кислорода (сплошные кривые) и азота (штриховая) для $p=0,5$ мм рт. ст. и различных значений разрядного тока: $i=1$ (1), 14 (2) и 20 А (3)

состояний молекул, приводящему к росту их концентрации (рис. 5), а их тушение приводит к быстрому нагреву газа (см. рис. 1). При этом по мере релаксации функции распределения к стационарному виду уменьшается число быстрых электронов в плазме, что ведет к снижению к концу импульса скорости нагрева газа (см. рис. 2). На рис. 1, 2 пунктирными кривыми изображены зависимости скорости нагрева газа, рассчитанные по кинетической модели с учетом экспериментально измеренной скорости накачки метастабильных молекул. Видно, что рассчитанные значения скорости нагрева газа при учете только передачи энергии в поступательные степени свободы при тушении долгоживущих электронных состояний азота удовлетворительно согласуются с измеренными.

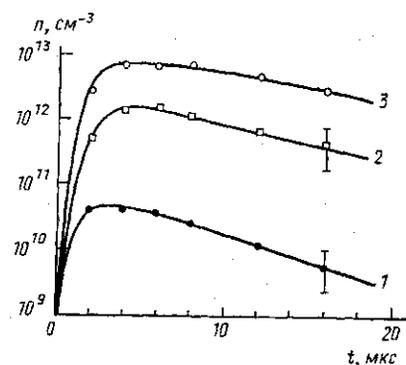


Рис. 5. Временной ход концентрации молекул азота в состояниях $C^3\pi_u$ (1), $B^3\pi_g$ (2) и $A^3\Sigma^+u$ (3) при $p=0,5$ мм рт. ст. и $i=14$ А

молекулярного газа показывают, что при больших значениях приведенного электрического поля ($E/n \geq 10^{-15}$ В · см²) одним из основных механизмов, приводящих к нагреву газа в импульсном разряде, является тушение электронно-возбужденных состояний молекулы азота.

ЛИТЕРАТУРА

1. Девятов А. М., Кузовников А. А., Лодинев В. В., Шибков В. М. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1991. № 2. С. 29 (Moscow University Phys. Bull. 1991. N 2. P. 28).
2. Александров А. Ф., Кузовников А. А., Шибков В. М. // Инж.-физ. журн. 1992. 62, № 5. С. 726.
3. Шибков В. М., Александров А. Ф., Кузовников А. А. // Шаровая молния в лаборатории. М., 1994. С. 136—150.

4. Александров А. Ф., Кузовников А. А., Шибков В. М. и др.//Прикл. физика. 1994. № 4. С. 20.
5. Aleksandrov A. F., Devyatov A. M., Shibkov V. M. et al//Proc. X ESCAMPIG, contrib. papers. Orleans, France, 1990. P. 274.
6. Shibkov V. M., Isaev K. Sh., Lodinev V. V., Shibkova L. V.//Proc. XI ESCAMPIG, contrib. papers. St. Petersburg, Russia, 1992. P. 244.
7. Бердышев А. В., Вихарев А. Л., Гитлин М. С. и др.//ТВТ. 1988. 26, № 4. С. 661.
8. Попов Н. А.//Физ. плазмы. 1994. 20, № 3. С. 335.
9. Безменов И. Б., Силаков В. П. Препринт ИПМ им. М. В. Келдыша РАН. М., 1993, № 30.
10. Vneuf J. P., Kunhardt E. E.//J. Appl. Phys. 1986. 60, N 3. P. 915.
11. Loureiro J., Ferreira C. M.//J. Phys. D; Appl. Phys. 1986. 19. P. 17.
12. Haug G. N., Oskam H. J.//J. Chem. Phys. 1973. 59, N 3. P. 1507.
13. Голубовский Ю. Б., Тележко В. М., Стоянов Д. Г.//Опт. и спектр. 1990. 69, № 2. С. 322.
14. Богатов Н. А., Гитлин М. С., Голубев С. В., Разин С. В. Препринт ИПФАН СССР. Горький, 1988. № 219.
15. Калинин А. В., Шибков В. М., Шибкова Л. В.//Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1996. № 1. С. 38 (Moscow University Phys. Bull. 1996. N 1).

Поступила в редакцию
17.03.95

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1996. № 2

УДК 537.871.64

УСТАНОВКА ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ПЕРЕМЕЩАЮЩИХСЯ ИОНОСФЕРНЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ

В. Д. Гусев, Н. В. Карабанов, Д. В. Кирьянов

(кафедра физики атмосферы)

Описывается предложенный авторами экспериментальный автоматизированный комплекс для исследования перемещающихся ионосферных возмущений, созданный на физическом факультете МГУ.

Современные представления связывают перемещающиеся ионосферные возмущения (ПИВ) с распространяющимися в атмосфере акустико-гравитационными волнами [1]. Считается, что источники этих волн находятся в нижних слоях атмосферы, а их просачивание до ионосферных высот вызывает ПИВ. Типичные масштабы ПИВ — десятки и сотни километров, периоды — от нескольких секунд до десятков минут, скорости — сотни метров в секунду.

Основными направлениями в исследовании таких возмущений являются определения скоростей перемещения и пространственной геометрии ПИВ. Для наблюдений широко используются радиометоды с применением пространственно-разнесенного приема на поверхности Земли, в частности дифференциально-фазовый метод [2], реализованный на физическом факультете МГУ.

Линейные размеры измерительной антенной системы (рис. 1) для указанных масштабов неоднородностей типа ПИВ были вы-

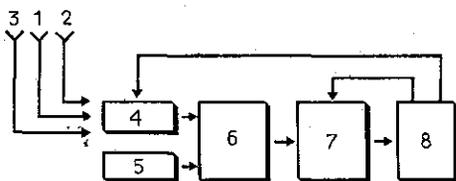


Рис. 1. Блок-схема экспериментального комплекса: 1 — опорная антенна, где расположен приемник радиоволн, 2 и 3 — антенны, удаленные от опорной, соответственно на западной и южной сторонах здания факультета, 4 — антенный переключатель (коммутатор), 5 — стандарт частоты (синтезатор), 6 — пеленгатор, 7 — блок регистрации, 8 — ЭВМ